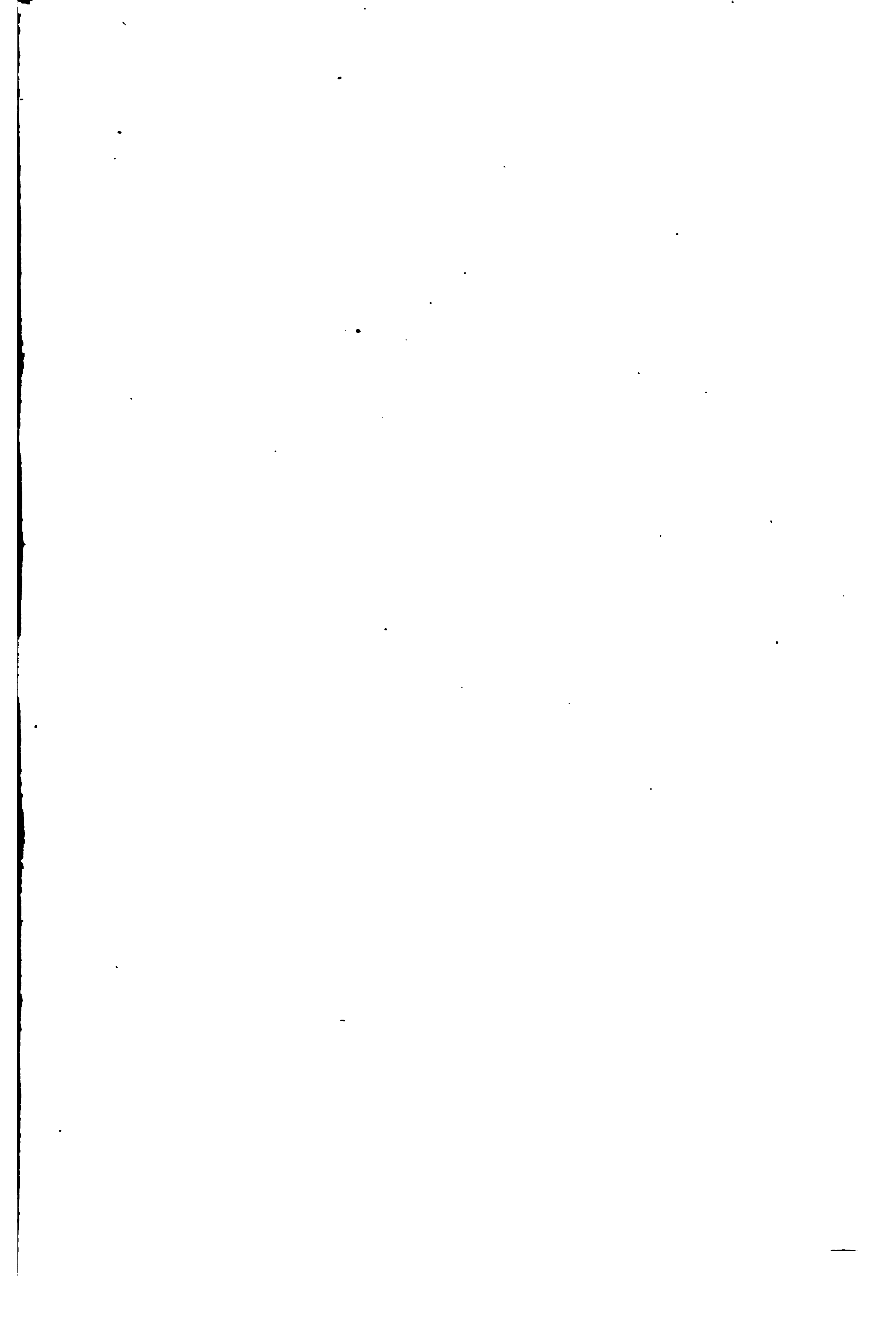
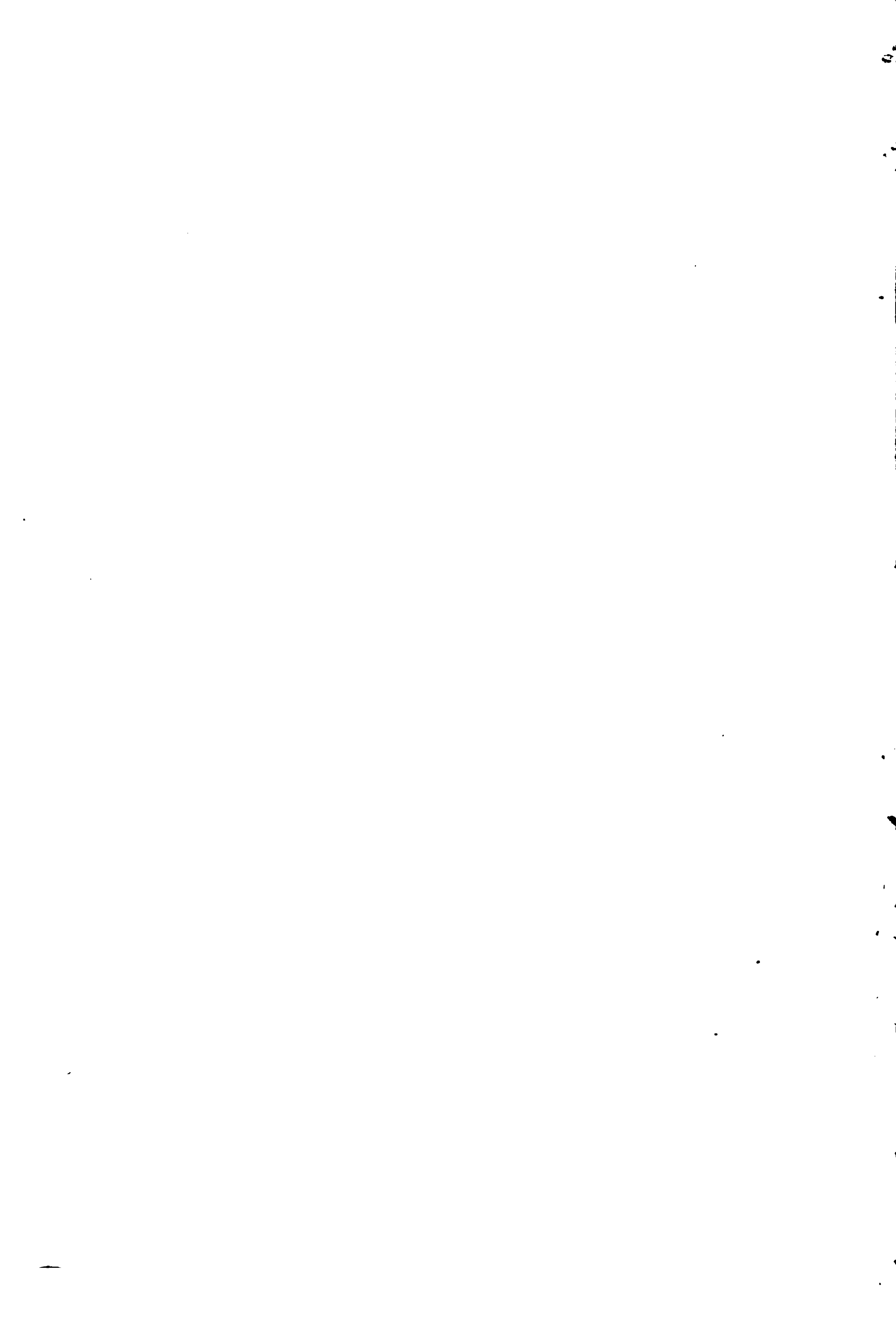




HANDBUCH

DER

SPECTROSCOPIE

VON

H. KAYSER

PROFESSOR DER PHYSIK AN DER UNIVERSITÄT BONN.

ERSTER BAND.

LEIPZIG

VERLAG VON S. HIRZEL

1900.

VORWORT.

Ich übergebe hiermit den Fachgenossen den ersten Band eines Werkes, zu dessen Bearbeitung ich einen grossen Theil meiner Zeit in den letzten zehn Jahren verwandt habe. Das Bedürfniss nach einer zusammenhängenden und möglichst vollständigen Uebersicht über unsere spectroscopischen Kenntnisse wird niemand bezweifeln, der auf diesem Gebiet arbeitet oder gar zu arbeiten beginnt, und so meinte ich, der Wissenschaft mehr nützen zu können, indem ich diese Darstellung unternahm, als wenn ich die Zeit für eigene Untersuchungen verwandte.

Eine Hauptbedingung für ein derartiges Werk ist möglichste Vollständigkeit, und ich habe keine Mühe gescheut, um mich ihr zu nähern. Die Auffindung der Litteratur ist auf wenigen anderen Gebieten so schwierig, wie auf unserem: in physicalischen, chemischen und astronomischen Zeitschriften wird man naturgemäss suchen, aber es sind auch in mathematischen, medicinischen, botanischen, photographischen, electrotechnischen und anderen technischen Zeitschriften Arbeiten zerstreut, weil überall das Spectroscop seine Anwendung findet. Am schwierigsten ist es, die zahllosen kleinen Notizen zu sammeln, wie sie z. B. in chemischen Abhandlungen über Absorptionsspectra oder Fluorescenz zerstreut sind, und wo der Titel der Abhandlung natürlich keinerlei Hindeutung giebt. Ich habe beim Sammeln der Litteratur folgendes Verfahren eingeschlagen: etwa 40 der wichtigsten Zeit- und Gesellschaftsschriften wurden vom Jahre 1860 an genau durchgesehen, natürlich nicht nur die Titel, sondern der Inhalt. Alle spectroscopischen Citate wurden notirt und ihnen nachgegangen, u. s. w. Erst nachdem ich mit meiner Sammlung fertig war, habe ich die Fortschritte der Physik und die Beiblätter zu Wiedemann's Annalen und namentlich die Litteraturverzeichnisse über spectroscopische Arbeiten, welche sich in den Reports der Britisch Association finden, verglichen. Eine kleine ähnliche Sammlung von Fievez ist veraltet und unvollständig, eine anspruchsvollere von Tuckerman ganz werthlos. Auch den Catalog naturwissenschaftlicher Abhandlungen, durch dessen Herausgabe die Londoner Royal Society sich ein so hervorragendes Verdienst erworben hat, habe ich in der Art verwerthet, dass ich dort die Arbeitsverzeichnisse vieler Forscher durchsah, die auf spectroscopischem Gebiet ge-

arbeitet haben. Wenn es mir so auch gelungen ist, etwa 7000 Abhandlungen oder Notizen zusammenzubringen, und wenn ich auch glaube, dass mir keine Arbeit von grosser Bedeutung entgangen ist, so bin ich doch überzeugt, dass ich noch Vieles übersehen habe. Vollständigkeit zu erreichen ist für einen Menschen unmöglich.

Ich habe in diesem ersten Bande die Litteratur vollständig nur etwa bis Anfang 1899 benutzen können. Es sind zwar auch viele Arbeiten aus 1899 und sogar 1900 berücksichtigt, aber nicht alle, da viele Zeitschriften mir erst wesentlich später zugänglich werden. Einiges habe ich noch während des Druckes einschalten können.

Entsprechend dem Zwecke des Buches, als Nachschlagebuch zu dienen, habe ich sowohl das Inhaltsverzeichniss als auch namentlich das Sach- und Autorenregister möglichst sorgfältig und ausführlich gehalten.

Für ebenso wichtig, wie Vollständigkeit, halte ich eine kritische Zusammenfassung der Ansichten. Kritiklose Referate geben dem Leser kein Bild von den Arbeiten und dem Stande der Wissenschaft, und ich meine, eine kritische Darstellung ist, selbst wenn man den Standpunkt des Autors nicht theilt, anregender und werthvoller, als eine rein referirende. Ich habe daher überall, wo ich mir eine Meinung gebildet habe, und wo ich Methoden und Schlüsse für falsch oder auch nur für unbewiesen halte, frei Kritik geübt. Wenn meine Urtheile auch manchmal sehr scharf werden sollten, wie z. B. bei den Grünwaldt'schen Hypothesen, so hoffe ich doch, nie das Niveau rein wissenschaftlicher Kritik verlassen zu haben.

Während der vorliegende erste Band die Geschichte der Spectroscopie und die Beschreibung und Theorie der Apparate enthält, soll der zweite Band das Kirchhoff'sche Gesetz und seine Folgerungen, die Emission der festen Körper, die Anschauungen über das Leuchten der Dämpfe und Gase, die Abhängigkeit der Emissionsspectra von Druck, Temperatur, Magnetismus, endlich die bisher aufgefundenen Gesetzmässigkeiten in den Spectren behandeln. Der dritte Band wird die Absorptionserscheinungen und was damit verknüpft ist, z. B. Fluorescenz und Phosphorescenz, Oberflächenfarben u. s. w. besprechen. Der vierte Band wird für jedes einzelne Element die gesammten Kenntnisse vereinigen, er wird also namentlich ein Nachschlagebuch für practische Arbeiten werden. Ich denke auch noch einen fünften Band folgen zu lassen, der die Spectroscopie der Himmelskörper zur Darstellung bringen soll. Es sind überall so viele Verknüpfungspunkte zwischen der irdischen und himmlischen Spectroscopie, dass ich z. B. lange geschwankt habe, ob ich nicht die Besprechung des Sonnenspectrums in einen der ersten Bände legen sollte; aber es scheint mir doch zweckmässiger, das Spectrum der Sonne im Zusammenhange mit denen der übrigen Himmelskörper zu lassen. Ich hoffe, in nicht zu langen Zwischenräumen die weiteren Bände folgen lassen zu können.

Bei diesem ersten Bande habe ich von zwei Herren Unterstützung bekommen und ich möchte dafür auch hier meinen Dank aussprechen: Prof.

C. Runge in Hannover hat mir seine Theorie der Concavgitter zur Verfügung gestellt, und Dr. H. Konen in Bonn hat die Ausarbeitung des Kapitels über die Theorie der Prismen übernommen.

Zum Schluss sei noch bemerkt, dass ich allen denen dankbar sein werde, welche die Arbeit unterstützen, sei es indem sie mich auf Fehler oder übersehene Arbeiten aufmerksam machen, sei es indem sie mir Separatabdrücke spectroscopischer Arbeiten zusenden.

Bonn, Mai 1900.

H. Kayser.

INHALTSVERZEICHNISS.

EINLEITUNG.

In dieser Einleitung will ich einige Bemerkungen zusammenstellen, die sich theils auf die Einrichtung und Benutzung des Werkes beziehen, theils von allgemeiner Bedeutung sind, sich aber nicht in einzelne bestimmte Kapitel einordnen.

Die Citate habe ich möglichst vollständig gestaltet und mich bemüht, Fehler dabei zu vermeiden. In einzelnen Fällen freilich, wo ich das Citat nicht aus eigener Lectüre geben konnte, sei es weil die Arbeit in mir nicht zugänglichen Zeitschriften oder in einer mir unverständlichen Sprache erschienen ist, kann ich keine Garantie für Richtigkeit übernehmen; solche Arbeiten habe ich bei dem Citat mit einem * versehen.

Die Namen der Zeitschriften mussten natürlich in abgekürzter Form angeführt werden, und ich habe mich im allgemeinen dabei an die in den Fortschritten der Physik übliche Abkürzung gehalten, in einigen Fällen aber auch die Form aus dem von der Royal Society herausgegebenen Catalogue of Scientific Papers angenommen. Wenn hinter dem Namen der Zeitschrift eine Ziffer in Klammer steht, so bedeutet das die Serie der Zeitschrift.

Ich lasse hier in alphabetischer Reihenfolge die Abkürzungen mit ihrer Bedeutung folgen:

A.

Abh. Bayr. Akad. = Abhandlungen der mathematisch-physikalischen Classe der Kgl. Bayerischen Akademie der Wissenschaften. München. 8°.

Abh. Berl. Akad. = Abhandlungen der Königlichen Akademie der Wissenschaften zu Berlin. Berlin. 4°.

Abh. Böhm. Ges. d. W. = Abhandlungen der k. Böhmischen Gesellschaft der Wissenschaften. Prag. 4°.

Abh. Sächs. Ges. d. W. = Abhandlungen der mathematisch-physikalischen Classe der Kgl. sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften. Leipzig. 8°.

Amer. chem. J. = American Chemical Journal. Baltimore. 8°.

Amer. J. = American Journ. of Science and Arts, gegründet durch Silliman. New Haven. 8°.

Amer. J. of Math. = American Journal of Mathematics pure and applied. Baltimore. 4°.

Ann. chim. et phys. = Annales de Chimie et de Physique. Paris. 8°.

Ann. d. Chem. = Annalen der Chemie und Pharmacie, begründet von Liebig. Leipzig. 8°.

Ann. éc. norm. = Annales scientifiques de l'école normale supérieure. Paris. 4°.

Ann. obs. Mosc. = Annales de l'observatoire de Moscou. Moskau. 8°.

Ann. Rep. Smith. Inst. = Annual Reports of the Board of the Regents of the Smithsonian Institution. Washington. 8°.

Arch. de Physiol. = Archives de Physiologie normale et pathologique. Paris. 8°.

Arch. f. ges. Physiol. = Archiv für die gesammte Physiologie des Menschen und der Thiere. Herausgegeben von Pflüger. Bonn. 8°.

Arch. f. path. Anat. = Archiv für pathologische Anatomie und Physiologie und für klinische Medicin, herausgegeben von Virchow. Berlin. 8°.
Arch. f. Pharm. = Archiv für Pharmacie, herausgegeben von Reichardt. Halle. 8°.
Arch. f. Physiol. = Archiv für Physiologie, herausgegeben von Du Bois-Reymond. Leipzig. 8°.
Arch. f. wiss. Photogr. = Archiv für wissenschaftliche Photographie. Halle. 8°.
Arch. Néerl. = Archives Neerlandaises des Sciences Exactes et Naturelles publiées par la Société Hollandaise des sciences à Harlem. Harlem. 8°.
Arch. sc. phys. et nat. = Bibliothèque universelle. Archives des sciences physiques et naturelles. Genève. 8°.
Arch. Teyler = Archives du Musée Teyler. Harlem. 8°.
Astron. & Astrophys = Astronomy and Astrophysics, Fortsetzung von The Sidereal Messenger. Northfield, Minn. 8°.
Astron. Nachr. = Astronomische Nachrichten, begründet von Schumacher. Hamburg. 4°.
Astrophys. J. = Astrophysical Journal, an international review of spectroscopy and astronomical physics. Chicago. 8°.
Atti Acc. Lincei = Atti della Reale Accademia dei Lincei. Roma. 1) Rendiconti = Rend. 2) Memorie = Mem. 3) Transunti = Trans.
Atti Acc. Pont. Lincei = Atti dell' Accademia pontificia de' Nuovi Lincei. Roma.
Atti Torino = Atti della Reale Accademia delle scienze. Torino. 8°.

B.

Beibl. = Beiblätter zu den Annalen der Physik und Chemie, von E. Wiedemann. Leipzig. 8°.
Ber. bot. Ges. = Berichte der deutschen botanischen Gesellschaft. Berlin. 8°.
Ber. chem. Ges. = Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft. Berlin. 8°.
Berl. Ber. = Sitzungsberichte der Kgl. preussischen Akademie der Wisserschaften zu Berlin. Berlin. (Früher Monatsberichte.) 8°.
Ber. Sächs. G. d. W. = Berichte über die Verhandlungen der Kgl. Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften zu Leipzig. Mathematisch-physische Classe. Leipzig. 8°.
Ber. Ung. Acad. = Mathematische und naturwissenschaftliche Berichte aus Ungarn. Budapest. 8°.
Bih. Sv. Vet. Ak. Handl. = Bihang till kongl. Svenska Vetenskaps Akademiens Handlingar. Stockholm. 8°.
Bot. Ztg. = Botanische Zeitung. Leipzig. 4°.
Bull. de Belg. = Bulletin de l'Académie Royale des sciences des lettres et des beaux-arts de Belgique. Classe des sciences. Bruxelles. 8°.
Bull. de Moscou = Bulletin de la société impériale des naturalistes de Moscou. Moskau. 8°.
Bull. soc. chim. = Bulletin de la société chimique de Paris. Paris. 8°.
Bull. soc. min. de France = Bulletin de la société minéralogique de France. Paris. 8°.
Bull. St. Pétersb. = Bulletin de l'Académie Impériale de St. Pétersbourg. Petersburg. 8°.

C.

Cambr. a. Dubl. Math. J. = The Cambridge and Dublin Mathematical Journal. Cambridge. 8°.
Cambridge Proc. = Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. Cambridge. 8°.
Carl's Repert. = Repertorium für Experimentalphysik, für physikalische Technik etc. München. 8°.
Centr. Z. f. Opt. u. Mech. = Centralzeitung für Optik und Mechanik. Leipzig. 4°.
Chem. C. Bl. = Chemisches Centralbl. Repertorium für reine, pharmaceutische, physiologische und technische Chemie. Hamburg. 8°.
Chem. News = The Chemical News and Journal of Physical science. Edit. by Crookes. London. 4°.
Chem. Ztg. = Chemiker Zeitung, herausgegeben von Krause. Köthen. 4°.
C. R. = Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'académie des sciences. Paris. 4°.

D.

Dingl. J. = Dingler's polytechnisches Journal. Stuttgart. 8°.
Drude's Ann. = Annalen der Physik, herausgegeben von Drude. Leipzig. 8°.
Dubl. Proc. = The Scientific Proceedings of the Royal Dublin Society. Dublin. 8°.
Dubl. Trans. = The Sccientific Transactions of the Royal Dublin Society. Dublin. 4°.

E.

Edinb. Proc. = Proceedings of the Royal Society of Edinburgh. Edinburgh. 8°.
Edinb. Trans. = Transaction of the Royal Society of Edinburgh. Edinburgh. 4°.
Electrot. Zs. = Electrotechnische Zeitschrift. Berlin. 4°.
Engineering = Engineering, An Illustrated Weekly Journal. London. 4°.
Erl. Sitzber. = Sitzungsberichte der physikalisch-medicinischen Societät zu Erlangen. Erlangen. 8°.
Exner's Repert. = Repertorium für Physik, herausgeg. von Exner. München. 8°.

F.

Fortschr. = Die Fortschritte der Physik im Jahre .... dargestellt von der physikalischen Gesellschaft zu Berlin. Berlin, Braunschweig. 8°.

G.

Gazz. chim. Ital. = Gazetta chimica Italiana. Palermo. 8°.
Gött. Nachr. = Nachrichten von der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften und der Georgia-Augusta-Universität zu Göttingen. Göttingen. 8°.
Gilbert's Ann. = Annalen der Physik, herausgegeben von Gilbert. Halle und Leipzig. 8°.

J.

J. Chem. Soc. = The Journal of the Chemical Society of London. London. 8°.
J. de Pharm. = Journal de pharmacie et de chimie. Paris. 8°.
J. de Phys. = Journal de physique théorique et appliquée, fondé par d'Almeida. Paris. 8°.
Journ. éc. polyt. = Journal de l'école polytechnique publié par le conseil d'instruction de cet établissement. Paris. 4°.
J. f. pract. Chem. = Journal für practische Chemie, gegr. von Erdmann. Leipzig. 8°.
J. Frankl. Inst. = The Journal of the Franklin Institute. Philadelphia. 8°.
J. russ. chem. Ges. = Journal der physiko-chemischen Gesellschaft zu St. Petersburg. Petersburg. (Russisch.) 8°.
Ist. Lomb. Rendic. = Rendiconti del R. Istituto Lombardo di scienze, lettere ed arti. Milano. 4°.

K.

K. Sv. Vet. Ak. Handl. = Kongliga Svenska Vetenskaps-Akademiens Handlingar. Stockholm. 4°.

L

L'Institut = L'Institut, Journal universel des sciences et des Sociétés savantes .... Paris. Folio.
Lit. Ber. aus Ung. = Litterarische Berichte aus Ungarn. 8°.

M.

Manchester Soc. Proc. = Proceedings of the Manchester literary and philosophical Society. Manchester. 8°.
Mem. Amer. Acad. = Memoirs of the National Academy of sciences. Washington. 4°.
Mem. Astr. Soc. = Memoirs of the Royal Astronomical Society. London. 4°.
Mem. de Belg. = Mémoires de l'académie Royale des sciences et belles-lettres de Bruxelles. Bruxelles. 4°.
Mém. de l'Inst. = Memoires de l'Académie des sciences de l'Institut de France. Patis. 4°.
Mém. de St. Pétersb. = Mémoires de l'académie impériale des sciences de St. Pétersbourg. Petersburg. 4°.
Mem. Ist. Venet. = Memorie dell' J. R. Istituto Veneto di scienze, lettere ed arti. Venezia. 4°.
Mém. prés. de l'Inst. = Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des sciences de l'Institut de France et imprimés par son ordre. Paris. 4°.
Mem. Soc. Spett. It. = Memorie della società degli spettroscopisti italiani. Roma. 4°.
Monatsh. f. Chem. = Monatshefte für Chemie und verwandte Theile anderer Wissenschaften. Wien. 8°.
Mondes = Cosmos Les Mondes, Revue hebdomadaire des sciences et de leurs applications aux arts et à l'industrie, fondée par l'abbé Moigno. Paris. 8°.

Monit. sc. = Le moniteur scientifique. Paris. 4°.
Monthly Not. = Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. London. 8°.
Münch. Sitzber. = Sitzungsberichte der mathematisch-physicalischen Classe der Kgl. Bairischen Akademie der Wissenschaften zu München. München. 8°.

N.

Nat. = Nature, a weekly illustrated Journal of science. London. 4°.
Naturw. Rundsch. = Naturwissenschaftliche Rundschau, herausgegeben von Sklarek. Braunschweig. 4°.
N. Jahrb. f. Min. = Neues Jahrbuch für Mineralogie, Geologie und Paläontologie. Stuttgart. 8°.
Nov. Act. Ups. = Nova acta regiae societatis scientiarum Upsaliensis. Upsala. 4°.
Nuovo Cim. = Il nuovo Cimento. Pisa. 8°.
Nyt Mag. Naturvid. = Nyt Magazin for Naturvidenskaberne. Christiania. 8°.

O.

Observatory = The Observatory, a monthly review of astronomy. Ed. by Christie. London.
Öfv. Vet. Ak. Förh. = Öfversigt af Kongl. Vetenskaps-Akademiens Förhandlingar. Stockholm. 8°.

P.

Phil. Mag. = The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. London. 8°.
Phil. Trans. = Philosophical Transactions of the Royal Society of London. London. 4°.
Phys. Rev. = The Physical Review. New-York. 8°.
Pogg. Ann. = Annalen der Physik und Chemie, herausgeg. von Poggendorff. Leipzig. 8°.
Proc. Amer. Acad. = Proceedings of the American Academy of Sciences and Arts. Boston. 8°.
Proc. Amer. Phil. Soc. = Proceedings of the American Philosophical Society. Philadelphia. 8°.
Proc. Irish Acad. = Proceedings of the Royal Irish Academy. Dublin. 8°.
Proc. Lond. Math. Soc. = Proceedings of the London Mathematical Society. London. 8°.
Proc. Phys. Soc. London = Proceedings of the Physical Society of London. London. 8°.
Publ. Potsdam = Publicationen des astro-physikalischen Observatoriums zu Potsdam. 4°.
Proc. Roy. Inst. = Proceedings of the Royal Institution of Great Britain. London. 8°.
Photogr. Corr. = Photographische Correspondenz. Wien und Leipzig. 8°.
Photogr. Rundschau = Photographische Rundschau.
Phys. Zs. = Physikalische Zeitschrift, herausgeg. von Riecke und Simon. Leipzig. 4°.

R.

Rep. Brit. Ass. = Report of the . . . . Meeting of the British Association for the Advancement of Science. London. 8°.
Rep. f. phys. Techn. = Repertorium für Experimentalphysik, für physikalische Technik u. s. w. München. 8°.
Rep. d. Phys. = Repertorium der Physik, herausgeg. von Exner. München. 8°.
Rev. Scient. = La Revue scientifique de la France et de l'étranger. Paris. 4°.
Rev. scient. ind. = Revista scientifico-industriale. Firenze. 8°.

S.

Science = Science, a weekly newspaper of all the arts and sciences. New York. 4°.
Spaczynsky Journ. = Journal für die Experimentalphysik und die Elementarmathematik, herausgeg. von E. Spaczynsky. (Russisch.) Odessa.
Schweigger's Jahrb. = Jahrbuch (Journal) für Chemie und Physik, gegründet von Schweigger. Berlin. 8°.

U.

Unterrbl. Math. Nat. = Unterrichtsblätter für Mathematik und Naturwissenschaften. Berlin. 8°.

V.

Verh. phys. Ges. = Verhandlungen der (deutschen) physikalischen Gesellschaft. Berlin. 8°.
Versl. K. Ak. d. Wet. = Verslagen en Mededeelingen d. Koninklijke Akademie van Wetenschappen. Afdeeling Natuurkunde. Amsterdam. 8°.

W.

Wied. Ann. = Annalen der Physik und Chemie, herausgeg. von G. Wiedemann. Leipzig. 8°.
Wien. Anz. = Anzeiger der Kais. Akademie der Wissenschaften. Mathematisch-naturwissenschaftliche Classe. Wien. 8°.
Wien. Ber. = Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der Kais. Akademie der Wissenschaften. Wien. 8°.
Wien. Denkschr. = Denkschriften der Kais. Akademie der Wissenschaften. Mathematisch-naturwissenschaftliche Classe. Wien. 4°.

Z.

Zs. anal. Chem. = Zeitschrift für analytische Chemie, herausgeg. von Fresenius. Wiesbaden. 8°.
Zs. anorg. Chem. = Zeitschrift für anorganische Chemie, begründet von Krüss. München. 8°.
Zs. f. Instrkde = Zeitschrift für Instrumentenkunde. Berlin. 8°.
Zs. f. Math. Phys. = Zeitschrift für Mathematik und Physik, herausgegeben von Schlömilch. Leipzig. 8°.
Zs. f. physiol. Chem. = Zeitschrift für physiologische Chemie, herausgeg. von Hoppe-Seyler. Strassburg. 8°.
Zs. f. Unterr. = Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht. Berlin. 8°.
Zs. Kryst. = Zeitschrift für Krystallographie, herausgeg. von Groth. Leipzig. 8°.
Zs. phys. Chem. = Zeitschrift für physikalische Chemie von Ostwaldt. Leipzig. 8°.
Zs. f. Electrochem. = Zeitschrift für Electrochemie, herausgeg. von Nernst. Halle. 8°.

In dieser Liste sind nur die häufiger citirten Zeitschriften angeführt.

Ferner sollen im Folgenden alle allgemeineren Werke über Spectralanalyse, die ich habe auffinden können, zusammengestellt werden. Schriften über specielle Kapitel sind dabei nicht aufgenommen, da sie an der betreffenden Stelle zu erwähnen sein werden.

Arnet, Grundzüge und Anwendungen des Spectralanalyse.
J. Browning, How to work with the spectroscope. London bei Browning ohne Jahr. 8°. 62 pp.
A. Cazin, La spectroscopie. Paris bei Gauthier-Villars 1878. 16°. 148 pp.
H. Cochius, Wesen und Bedeutung der Spectralanalyse. Progr. d. Victoriaschule zu Berlin 1871. 8°. 35 pp.
H. C. Dibbits, De spectraal-analyse. Akademisch proefschrift. Rotterdam bei Tassemejer 1863. 8°. 227 pp.
C. Dieterici, Spectralanalyse. Aus dem Handwörterbuch der Chemie. Bd. 11. Breslau bei Trewendt 1892. 8°. 45 pp.
Ch. Fievez, Bibliographie des ouvrages, mémoires et notices de spectroscopie. Bruxelles bei Hayez. 16°. 84 pp.
C. Gänge, Anleitung zur Spectralanalyse. Leipzig bei Quandt u. Händel 1893. 8°. 96 pp.
A. de Gramont, Analyse spectrale directe des minéraux. Paris bei Baudry & Co. 1895. 8°. 207 pp.
L. Grandeau, Instruction pratique sur l'analyse spectrale. Paris bei Mallet-Bachelier 1863. 8°. 80 pp.
F. Hoppe-Seyler, Die Spectralanalyse. Berlin 1869.
W. Huggins, On the results of spectrum analysis applied to heavenly bodies. London 1866.
G. W. Kahlbaum, Aus der Vorgeschichte der Spectralanalyse. Basel bei Schwabe 1888.
H. Kayser, Lehrbuch der Spectralanalyse. Berlin bei Springer 1883. 8°. 358 pp.
H. Kayser, Spectralanalyse. Im Handbuch der Physik von Winkelmann. Breslau bei Trewendt 1894. 8°. 60 pp.
W. Klinkerfues, Die Spectralanalyse und ihre Anwendung in der Astronomie. Berlin 1878. Richteler & Co.
R. v. Kövesligethy, Grundzüge einer theoretischen Spectralanalyse. Halle bei Schmidt 1890. 8°. 327 pp.
N. v. Konkoly, Praktische Anleitung zur Himmelsphotographie nebst einer kurzgefassten Anleitung zur modernen photographischen Operation und der Spectralphotographie im Cabinet. Halle bei Knapp 1887. 8°. 372 pp.

N. v. Konkoly, Handbuch für Spectroscopiker im Cabinet und am Fernrohr. Halle bei Knapp 1890. 8°. 568 pp.
J. Landauer, Die Spectralanalyse. Braunschweig bei Vieweg 1896. 8°. 160 pp.
J. Lefèvre, La spectroscopie. Paris bei Gauthier-Villars 1896. 8°. 188 pp.
J. Lefèvre, La spectrométrie. Paris bei Gauthier-Villars 1896. 8°. 211 pp.
A. Lielegg, Die Spectralanalyse. Weimar bei Voigt 1867. 8°. 99 pp.
J. N. Lockyer, Studies in spectrum analysis. London, Kegan Paul & Co. 250 pp. 1878.
J. N. Lockyer, The spectroscope and its application. Ins Deutsche übersetzt von Schellen. Braunschweig bei Westermann 1874. 8°. 133 pp.
J. N. Lockyer, Contributions to Solar Physics. London bei Macmillan & Co. 1874. 8°. 676 pp.
J. N. Lockyer, Chemistry of the sun. London bei Macmillan & Co. 1887. 8°. 457 pp.
J. N. Lockyer, The Meteoric Hypothesis. London bei Macmillan & Co. 1890. 8°. 560 pp.
J. Lorscheid, Die Spectralanalyse. Münster 1870.
Lecoq de Boisbaudran, Spectres lumineux. Paris bei Gauthier-Villars 1874. 8°. 207 pp. und Atlas.
C. A. Mac Munn, The spectroscope. London bei Churchill 1880.
J. Parry, Spectral analysis. Pontypool 1888 bei Hughes & Son. 8°. 54 pp.
J. Parry, The practical use of the spectroscope. Industries 5. 1888. 11 pp.
R. A. Proctor, The spectroscope and its work. London 1877. 8°.
H. E. Roscoe, Spectrum Analysis. London bei Macmillan & Co. 3. Aufl. 1886.
G. Salet, Traité élémentaire de spectroscopie. Premier fascicule. Paris bei Masson 1888. 8°. 240 pp.
J. Scheiner, Die Spectralanalyse der Gestirne. Leipzig bei Engelmann 1890. 8°. 474 pp.
H. Schellen, Die Spectralanalyse in ihrer Anwendung auf die Stoffe der Erde und die Natur der Himmelskörper. 3. Aufl. Braunschweig bei Westermann 1883. 2 Bände. 8°. 518 u. 455 pp.
Schenk, Elemente der Spectralanalyse. Wien 1877.
A. Schuster, Spectroscopy. Artikel der Encyclop. Brit. 9. Ed. Bd. 22.
R. Thalén, Om Spectralanalys. Upsala Universitets Aarsskrift. Upsala 1866. 8°.
E. Tuckerman, Index to the literature of the spectroscope. Washington, Smithsonian Inst. 1888. 8°. 423 pp.
G. G. Valentin, Der Gebrauch des Spectroscops zu physiologischen und ärztlichen Zwecken. Leipzig bei Winter 1863. 142 pp.
H. W. Vogel, Practische Spectralanalyse irdischer Stoffe. 1. Aufl. Berlin 1877. 2. Aufl. Bd. 1. Berlin bei Oppenheim 1889. 8°. 509 pp.
W. M. Watts, Index of Spectra. 1. Aufl. London bei Gillman 1872. 8°. 72 pp. 2. Aufl. Manchester bei Heywood & Son 1889. 8°. 232 pp. und mehrere Nachträge.
P. Zech. Das Spectrum und die Spectralanalyse. München bei Oldenbourg 1875. 16°. 234 pp.

Die Wellenlängen des Lichtes wurden in der ersten Zeit in Zollen, französischen oder englischen, angegeben, später in Millimetern. Dabei war es unbequem, die vielen Nullen hinter dem Komma zu schreiben, und es machte sich das Bedürfniss nach einer kleineren Einheit geltend. Als solche wurde zunächst das Milliontel mm genommen; das entsprach der damaligen Genauigkeit der Messung, die erste Stelle hinter dem Komma war nicht sicher. Als Ångström sein grosses Werk über die Wellenlängen des Sonnenspectrums veröffentlichte, meinte er, die vierte Zahlenstelle sichergestellt zu haben, und führte daher das Zehnmilliontel mm als Einheit ein. Diese Einheit ist seitdem ziemlich allgemein benutzt worden; und sie ist in der That recht passend, weil sie für die gewöhnlich ausgeführten Messungen ungefähr die Genauigkeitsgrenze angiebt. Man hat diese Einheit die Ångström'sche Einheit genannt, und es ist dafür schon vielfach die Bezeichnung A. E gebraucht worden. Auch ich werde in diesem Werke alle Wellenlängen in dieser Einheit angeben, und dieses Zeichen benutzen. Noch zweckmässiger wäre es, einfach das Zeichen

A. zu gebrauchen, welches dann für alle Sprachen gleich berechtigt wäre, und dem Gebrauche von Ohm, Volt, Ampère u. s. w. entsprechen würde. Ich erlaube mir daher den Vorschlag, allgemein das Zeichen A. in diesem Sinne für Wellenlängen anzunehmen.

Für die gleiche Grösse hat Herr Stoney[1]) zwei verschiedene Bezeichnungen zu verschiedenen Zeiten vorgeschlagen, welche man auch häufig in englischen Werken verwendet findet: Tenthmetre oder tenthet metre. Dieser Ausdruck soll besagen, dass die Grösse ist: 1×10^{-10} Meter.

Nicht alle Messungen erlauben eine Bestimmung bis auf die vierte Stelle. In solchen Fällen wird noch heute sehr vielfach das Milliontel Millimeter als Einheit genommen. Ich habe mir seinerzeit[2]) erlaubt, dafür das Symbol $\mu\mu$ zu vorzuschlagen, was ganz allgemein acceptirt worden ist. Ich werde es nur sehr selten gebrauchen, nur dann, wenn damit angedeutet werden soll, dass die Messung nicht mehr als die dritte Zahlenstelle ergeben hat.

Für die sehr langen Wellen des Ultraroth endlich hat man ganz allgemein als Einheit das Tausendstel Millimeter eingeführt, für welches in der Metrologie schon längst das Zeichen μ gebräuchlich ist.

Hervorzuheben ist noch, dass von Stoney der Vorschlag gemacht wurde, die Messungen in reciproken Wellenlängen anzugeben, d. h. in Zahlen, welche den Schwingungszahlen proportional sind. Theoretisch ist der Vorschlag durchaus berechtigt, da sich gezeigt hat, dass alle Gesetzmässigkeiten in den Spectren sich am einfachsten in Schwingungszahlen ausdrücken lassen. Aber practisch scheint mir eine solche Darstellung doch nicht: was wir mit unseren genauesten Messapparaten erhalten, den Gittern, sind die Wellenlängen, und in neunundneunzig unter hundert Fällen, wo wir Messungen ausführen, interessiren uns die Gesetzmässigkeiten gar nicht. Die Arbeit der jedesmaligen Umrechnung wäre also in den meisten Fällen ganz verloren, und mir scheint es daher viel zweckmässiger, bei Wellenlängen zu bleiben, und sich die Schwingungszahlen in den seltenen Fällen auszurechnen, wo man sie braucht.

Dabei pflegt man nicht die wirkliche Schwingungszahl zu nehmen, sondern die Zahl der Schwingungen, welche beim Durchlaufen einer bestimmten Strecke stattfinden; und zwar wird sich, dem Vorschlage Schusters[3]) entsprechend, die Strecke von 1 Centimeter empfehlen. Für genaue Umrechnung ist natürlich der Brechungsexponent der Luft für die betreffende Wellenlänge zu berücksichtigen.

Es sei hier erwähnt, dass Piazzi Smyth alle seine Messungen sogar in reciproken englischen Zollen angegeben hat. Die zum Theil recht werthvollen Arbeiten sind dadurch leider fast ganz unbrauchbar geworden.

---

1) G. J. Stoney, The internal motions of gases compared with the motions of waves of light. Phil. Mag. (4) **36**. p. 132—141 (1868). — On a nomenclature for very much facilitating the use of systematic measures. Rep. Brit. Ass. 1894. p. 587—592.

2) H. Kayser, Lehrbuch der Spectralanalyse, Berlin bei Springer 1883. p. 11. Einwände gegen diese Bezeichnung erhebt H. Erdmann in Arch. f. Pharm. **232**. p. 3—36 (1894).

3) A. Schuster, Astrophys. J. **6**. p. 417 (1897).

Unsere spectroscopischen Apparate liefern uns zwei ganz verschiedene Spectra, die prismatischen und die Gitterspectra. Die Prismen geben uns Spectralbilder, welche für dieselbe Lichtquelle von Prisma zu Prisma variiren und ebenso characteristisch für die Dispersionsgleichung der Prismensubstanz wie für die Beschaffenheit der Lichtquelle sind. Die Gitterspectra sind alle einander ähnlich, eine zur Vergleichung verschiedener Spectra sehr wichtige Eigenschaft. Darin liegt auch die Berechtigung zu ihrer Bezeichnung als Normale Spectra. Rayleigh[1]) sagt zwar ganz mit Recht, sie seien nicht mehr und nicht weniger normal, als irgend eine andere Spectraldarstellung, z. B. eine solche, wo als Abscissen die Schwingungszahlen genommen sind, oder die Logarithmen der Wellenlängen; aber es ist doch dagegen zu bemerken, dass diese Spectra die einzige brauchbare Darstellung liefern, die von einem unserer Apparate direct geliefert wird. Nur in diesem Sinne, dass man die Prismenspectra, um sie mit einander zu vergleichen, umrechnen muss auf irgend ein conventionell festgesetztes Dispersionsgesetz, und dass man als solches natürlich am einfachsten das durch die Gitter gegebene nimmt, ist der Name des normalen Spectrums begründet, wie wir von einem Normal-Maassstab sprechen, wenn wir ihn allen Längenmessungen zu Grunde legen.

Es versteht sich danach von selbst, dass unter Umständen andere Darstellungen zweckmässiger sind. Namentlich wäre hier die Darstellung nach Schwingungszahlen zu nennen, die in allen Fällen unentbehrlich ist, wo man auch für den Anblick die gesetzmässige Lagerung der Linien herausbringen will. Der Vorschlag[2]) dagegen, die Logarithmen der Wellenlängen als Abscissen zu nehmen, hat wohl keine Berechtigung; es würde dabei, wie auf dem Klavier, den Octaven gleiche Länge entsprechen.

Eine alte Bezeichnungsweise für die Lage eines Lichtstrahls im Spectrum kommt in der Neuzeit, wo man sich viel mehr an die Angabe in Wellenlängen gewöhnt hat, glücklicher Weise immer seltener vor: die Angabe, dass eine Linie z. B. bei B34C liege, oder bei F $^1/_3$ G. Damit sollte gesagt sein, dass man im ersten Falle sich den Zwischenraum zwischen B und C in hundert Theile getheilt denken solle, dann liege die Linie um 34 Theile von B entfernt; ebenso beim zweiten Beispiel würde die Linie um $^1/_3$ des Abstandes F-G von F entfernt sein.

Wir haben noch einige Bemerkungen über die graphische Darstellung der Spectra zu machen. Das Ideale wäre natürlich in jedem Falle die photographische Reproduction der photographisch aufgenommenen Gitterspectra. Denn der Leser erhält damit nicht nur die Wellenlängen der Linien, sondern,

1) Lord Rayleigh, Distribution of energy in the spectrum. Nat. **27.** p. 559—560 (1883).

2) Ch. Ed. Guillaume, Rev. génér. des Sciences **40.** p. 5—8 (1899). — Auch Lord Rayleigh erwähnt schon diese Scala. Nat. **27.** p. 559—560 (1883). Vielleicht hat H. v. Helmholtz zuerst diese Darstellung benutzt In seiner physiologischen Optik. 1. Aufl. p. 226, sagt er zu einer Zeichnung des Sonnenspectrums: „In unserer Abbildung ist die Anordnung, wie es für die physiologischen Betrachtungen am wichtigsten schien, nach dem Princip der musikalischen Scala getroffen . . . .“

was in vielen Fällen sehr wichtig ist, auch eine Vorstellung von ihrem Aussehen in Bezug auf Stärke, Schärfe u. s. w., und ein sehr viel besseres Urtheil über den Werth der ganzen Arbeit. Selbst bei der besten Reproduction durch Lichtdruck oder ähnliche Verfahren geht freilich immer ein grosser Theil der feineren Details verloren, noch mehr bei Anwendung der billigeren Autotypie, die aber doch wegen der Billigkeit und wegen der Möglichkeit, die Figuren im Text, also auf der Buchdruckerpresse, zu reproduciren, ein wichtiges Hülfsmittel auch für die spectroscopischen Publicationen geworden ist. Was durch gute photographische Reproduction geleistet werden kann, zeigen z. B. die Atlanten des Sonnenspectrums von Rowland und Higgs.

Wenn die photographische Reproduction nicht möglich ist, z. B. weil die Messung nicht photographisch gemacht wurde, so muss man zur Zeichnuug greifen, obgleich dann nur in seltenen Fällen eine Darstellung überhaupt Bedeutung haben wird; Verzeichnisse der Wellenlängen geben dann in der Regel besser Bescheid. In solchen Zeichnungen pflegt man die Intensität in verschiedener Weise darzustellen: entweder durch verschiedene Länge der Linien, die alle gleich stark gezeichnet werden; diese Darstellung ist wohl am meisten zu empfehlen, da sie die billigste und schliesslich zuverlässigste ist. Man hat aber auch versucht, das wirkliche Aussehen der Spectra zu reproduciren, indem die Linien mit verschiedener Farbe und in verschiedener Breite abgedruckt werden. Da zu ersterem verschiedene Platten genommen werden müssen, welche über einander gedruckt werden, so liegt die Gefahr der Verschiebung der verschiedenfarbigen Linien gegen einander sehr nahe, so dass die Autoren oft bemerken, für die Lage der Linien, d. h. ihre Wellenlänge, solle man sich nicht an die Tafeln, sondern an die Tabellen halten. Vielfach wird auch die verschiedene Intensität nur durch verschiedene Breite der Linien markirt; das ist noch viel schlechter, denn die Breite einer Linie ist von ihrer Helligkeit ganz unabhängig: in den photographirten Metallspectren findet man oft genug Linien, die mehrere A. E. breit und doch so schwach sind, dass man sie nur mühsam erkennt, während eine ausserordentlich starke Linie sehr fein sein kann. Noch viel verkehrter ist es, wenn unscharfe Ränder der Linien dargestellt werden, indem man die Linien mit ihnen paralleler Schraffirung versieht. Piazzi Smyth protestirt mit Recht gegen diese Darstellung, die in dem Beschauer die Vorstellung wach rufen muss, dass nicht eine Linie, sondern eine ganze Gruppe vorhanden sei. Er selbst bringt daher schräg liegende Schraffirung an, aber ich möchte nicht behaupten, dass seine Spectralzeichnungen sehr schön aussehen.

Bunsen[1]) hat versucht, solche breite verschwommene Linien oder Bänder, wie sie vielfach bei Flammenspectren mit kleiner Dispersion sichtbar werden, durch Curven für die Intensität darzustellen, und das mag in der That das beste Verfahren sein. Nur darf man nicht vergessen, dass in solchen Curven

---

1) R. Bunsen, Pogg. Ann. **155**. p. 230—252, 366—384 (1875).

sehr viel Willkür steckt, da die Intensitäten nicht gemessen, sondern nur ganz roh geschätzt sind.

Von erheblich grösserem Werth sind Curven der Spectra im Ultraroth, die mit Bolometer oder Thermosäule aufgenommen sind. Hier ist diese Darstellung die einzig berechtigte, sie giebt eben das ganze Beobachtungsmaterial in Bezug auf Lage und Intensität wieder, und es wäre verkehrt, wenn man versuchen wollte, die Curven wieder in gewöhnliche Spectraltafeln umzuwandeln.

Auch bei der Darstellung von Absorptionsspectren sind die Curven am Platze; aber auch hier ist die Zeichnung meist eine ungemein willkürliche, und die Darstellungen verschiedener Beobachter sind oft total abweichend. Vor allem müsste man auch verlangen eine Intensitätscurve des Lichtes vor seiner Absorption zu erhalten, dann allein würden die Curven mehr anzeigen, als die Stelle der Absorption.

Bei Linienspectren bilden die Schätzungen der Intensitäten noch immer einen sehr wunden Punkt, man ist weder über das Princip, nach dem sie auszuführen sind, noch über die Bezeichnungsweise einig. Früher war es üblich, die stärksten Hauptlinien mit 1 zu bezeichnen, abnehmende Intensitäten durch wachsende Zahlen darzustellen. Aber in neuerer Zeit hat man die schwächste eben noch wahrnehmbare Linie mit 0 oder 1 bezeichnet, lässt also die Zahlen mit der Intensität wachsen. Mir scheint eigentlich die ältere Sitte besser, schon weil sie der Bezeichnung der Grössenklassen bei den Sternen entspricht; da es aber im Grunde ziemlich gleichgültig, Einheitlichkeit viel wichtiger ist, so werde ich in diesem Werke auch überall mit 0 die geringste Intensität bezeichnen. Sehr vielfach hat man dann die stärksten Linien mit 10 bezeichnet, während Rowland viel weiter, auf 100 und mehr geht. Ob es möglich ist, bei Augenschätzungen wirklich 100 verschiedene Stufen der Stärke festzustellen, will ich nicht entscheiden; ich kann es jedenfalls nicht, und bin der Ansicht, dass, so lange man nicht Messungen machen kann, die Stufen von 0 bis 10 genügen.

Auch über die Art, nach der diese Stufen festgestellt werden, ist nichts bestimmt. Das einzig rationelle wäre wohl, dass man eben so vorgeht, wie die Astronomen bei der Schätzung der Sternhelligkeit, dass man also die Stufen so wählt, dass die Helligkeit von einer Stufe zur nächsten auf das Doppelte wächst. Ich glaube aber, dass bei den meisten Schätzungen eine arithmetische Reihe zu Grunde gelegt wird, wobei dann die Stufen so gross gewählt werden, dass man mit 10 derselben auskommt. Dabei wird dann die Stufengrösse wahrscheinlich je nach dem Element variirt: bei Elementen mit lauter sehr schwachen Linien wird man unwillkürlich die Stufen wesentlich kleiner nehmen, als bei Elementen, wo auch sehr dicke Linien vorkommen, man wird eben suchen, innerhalb jedes Spectrums alle Stufen zu verwerthen. Dass das principiell falsch ist, und sehr leicht zu Irrthümern Veranlassung geben kann, brauche ich nicht zu sagen.

Die Herausgeber des Astrophysical Journal[1]) haben sich über einige bei der Redaction dieses vortrefflichen Journals einzuhaltende Regeln geeinigt, und sprechen den Wunsch aus, dass alle Spectroscopiker sich ihren Beschlüssen anschliessen mögen. Ich will sie daher hier besprechen.

1. Die Rowland'sche Scala der Wellenlängen soll allen Messungen zu Grunde gelegt werden.

Da Rowland's Messungen die einzigen sind, welche das ganze Spectralgebiet mit Ausnahme des Ultraroth umfassen, und da sie bei weitem höhere Genauigkeit und Uebereinstimmung in sich enthalten, als andere, z. B. die Messungen von Ångström und von Cornu, oder die Messungen des Potsdamer Astrophysikalischen Observatoriums, so ist dieser Beschluss wohl selbstverständlich. Selbst wenn die Grundlage des Rowland'schen Systems nicht richtig ist, — und wir wissen ja inzwischen durch die Messungen von Michelson, dass sie in der That unrichtig ist, — wird man das System beibehalten, da es auf absolute Werthe nie ankommt, sondern nur auf relative, grade so wie wir das Métre des Archives als Längeneinheit behalten, obgleich wir wissen, dass es seiner theoretischen Definition nicht entspricht.

Eine andere Frage aber, die nicht so selbstverständlich ist, ist die: welche der Messungen Rowland's soll man zu Grunde legen. Rowland hat in seiner zweiten Liste von Normalwellenlängen theils Linien aus den Bogenspectren theils solche aus dem Sonnenspectrum veröffentlicht, und ein Blick in diese Tafeln zeigt, dass zwischen den Angaben für dieselbe Linie Differenzen vorkommen, welche weit über die Fehlergrenze hinausgehen. Nun lassen sich Gründe für die Annahme anführen[2]), dass die Sonnenlinien nicht unveränderliche Lage haben, wenn man die Tausendstel der Ångström'schen Einheit berücksichtigt; auch finden sich oft Fälle, wo die Deutung der Linie im Sonnenspectrum, ob sie umgekehrt sei oder nicht, ob die Umkehrung genau in der Mitte liege u. s. w., Schwierigkeiten macht und daher Unsicherheit mit sich bringt. Ich bin daher der Meinung, dass man die Linien des Bogenspectrums, wo Variationen von gleicher Grösse sehr unwahrscheinlich sind, als die eigentlichen Standards nehmen soll. Leider genügen für diesen Zweck die von Rowland veröffentlichten Zahlen nicht in allen Theilen des Spectrums, während die Tabellen Rowland's für das Sonnenspectrum ganz vollständig sind. Da dasselbe aber nicht viel unter 3000 A. E. hinunter reicht: so liegt die Gefahr nahe, dass die Benutzer der Tabellen theils Linien des Bogens theils Linien der Sonne nehmen, ein Verfahren, welches unbedingt zu Ungenauigkeiten führt. Es fehlt also offenbar noch an einer genügend genauen und vollständigen Tabelle von Bogennormalen, wenn man die höchste Genauigkeit erreichen will. So lange es sich nur um Zehntel oder halbe

1) Astrophys. J. 3. p. 1—3 (1896).

2) Siehe § 620. Vergl. auch L. E. Jewell, The coincidence of solar and metallic lines. A study of the appearence of lines in the spectra of the electric arc and the sun. Astrophys. J. 3. p. 89—113 (1896).

Zehntel der A. E. handelt, reicht das Material vollständig, da sind Bogen- und Sonnenlinien gleich gut.

2. Als Einheit der Wellenlänge soll das Zehnmilliontel Millimeter genommen werden, die Ångström'sche Einheit.

3. Als Einheit der Länge für die Bewegung der Sterne im Visionsradius soll das Kilometer verwandt werden.

4. Die Wasserstofflinien sollen, mit dem rothen Ende beginnend, mit $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, $H\epsilon$, u. s. w. bezeichnet werden.

5. Beim Druck von Spectren sollen sich die langen Wellen rechts befinden, die kurzen links.

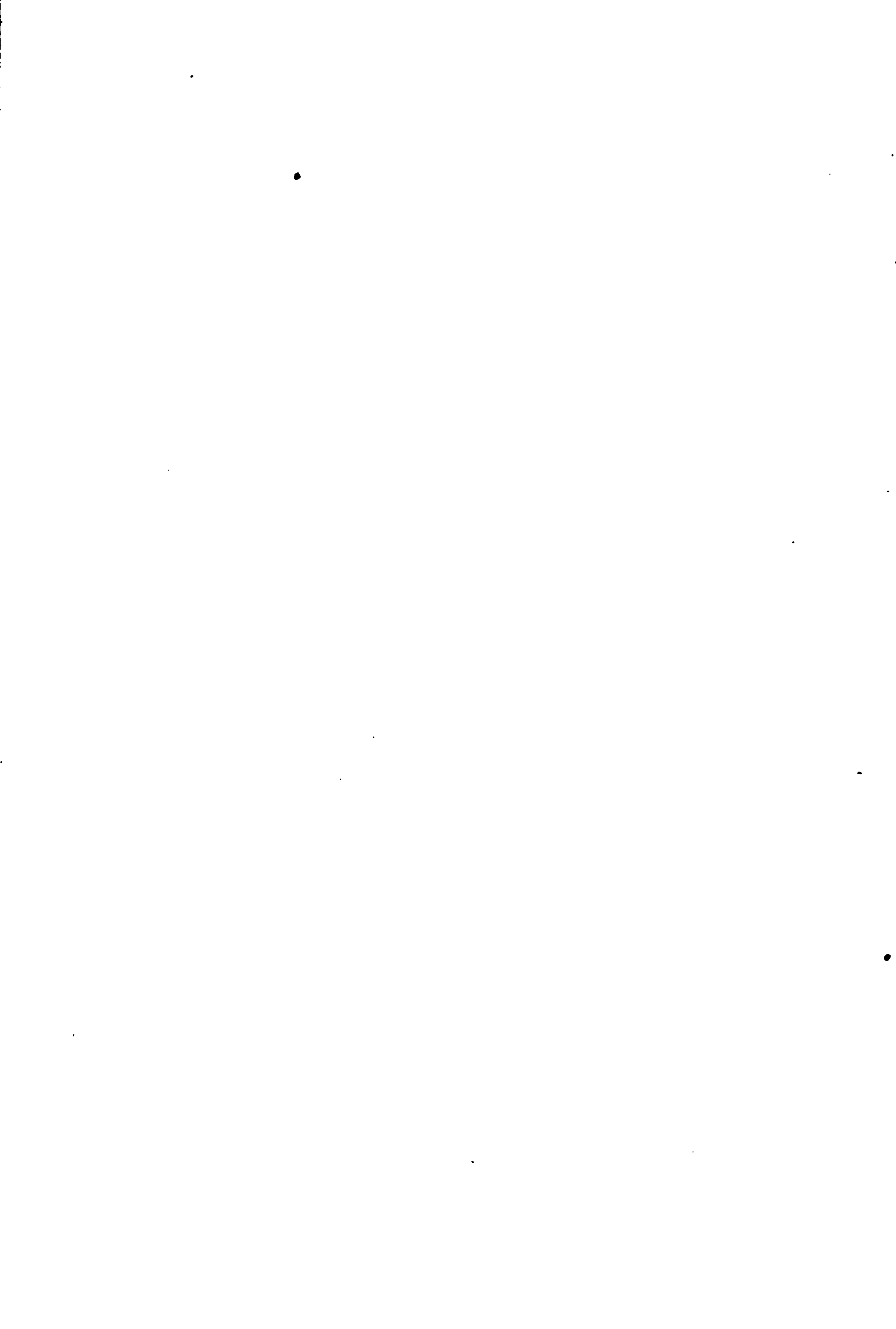
6. In Tabellen von Wellenlängen soll mit den kurzen Wellenlängen begonnen werden.

Gegen die letzte Bestimmung habe ich gegründete Bedenken[1]) erhoben, welchen viele Spectroscopiker und Astronomen zugestimmt haben. Während es mir im Uebrigen ganz indifferent scheint, in welcher Richtung man die Tafeln druckt und die Tabellen anordnet, giebt es doch einen Grund, der für die Anordnung letzterer nach abnehmenden Wellenlängen spricht. Dieser Grund liegt in den Serien, welche für viele Elemente bereits nachgewiesen sind, und welche durchweg von grossen zu kleinen Wellenlängen laufen. Das intensivste Glied jeder Serie hat stets die grösste Wellenlänge und repräsentirt die Hauptschwingung, während die folgenden Glieder immer schwächer und schliesslich unsichtbar werden. Jedes Glied hat seine natürliche Ordnungszahl, die für das erste Glied den kleinsten Werth hat, und von Glied zu Glied um 1 wächst. Es scheint mir nun höchst unzweckmässig und widersinnig, die Anordnung gegen diese natürliche Reihenfolge zu wählen, und z. B, ein Verzeichniss der Wellenlängen des Wasserstoffs mit der Linie $H\alpha$ zu schliessen, zumal sich nicht ein einziger Grund für diese verkehrte Anordnung hat anführen lassen. Ich werde daher in den Tabellen über die Spectra der Elemente und überall, wo es gleichzeitig auf eine Hervorhebung der Serien ankommt, mit den langen Wellen beginnen, an Stellen aber, wo die Anordnung ganz gleichgültig ist, mich der umgekehrten Reihenfolge anschliessen.

1) H. Kayser, On the mode of printing tables of wave-lengths. Astrophys. J. **4.** p. 306—308 (1896).

KAPITEL I.

GESCHICHTE DER SPECTROSCOPIE.



1. Die Geschichte der Spectralanalyse beginnt mit Isaac Newton, da vor ihm nur ebenso unklare wie falsche Speculationen über das Wesen farbiger Strahlen im Umlauf gewesen waren. Meist nahm man an, die Farben entstanden durch verschiedene Mischungen von Licht und Dunkelheit. Am nächsten der Wahrheit war vielleicht Marcus Marci de Kronland[1]) gekommen, welcher ganz vernünftige Versuche über prismatische Brechung und Farbenzerlegung anstellte.

Aber eine klare Einsicht in die Verhältnisse wurde erst durch Newton erreicht. Am 6. Februar 1672 überreichte er der Royal Society eine Schrift, welche die Entdeckung der Dispersion und eine Erklärung der verschiedenen Farben enthielt. In einem Begleitbrief an den Sekretär der Gesellschaft, Oldenburg, wird die Entdeckung in das Jahr 1666 verlegt. Als besonderes Werk erschienen Newtons optische Untersuchungen erst im Jahre 1704 unter dem Titel: Optics or a treatise of the reflections, refractions, inflections and colours of light.

Im ersten Buche dieses Werkes geht Newton von der Beobachtung aus, dass verschieden gefärbte Papiere durch ein Prisma betrachtet verschieden stark abgelenkt erscheinen, woraus er schliesst, dass verschiedene Farben verschieden stark brechbar seien. Er lässt ferner Sonnenlicht durch eine Oeffnung im Laden in ein dunkles Zimmer fallen, und bringt in den Weg der Strahlen ein Prisma; das auf die gegenüberliegende Wand fallende Strahlenbündel giebt ein in die Länge gezogenes und an beiden Enden gefärbtes Bild der Oeffnung, ein unreines Spectrum. Newton schliesst daraus, das weisse Licht der Sonne sei aus verschiedenfarbigen Strahlen zusammengesetzt; beim Durchgang durch das Prisma werden die verschiedenen Farben durch die verschieden starke Brechung von einander getrennt, dispergirt, so dass das Spectrum aus einer Nebeneinanderlagerung unendlich vieler verschieden gefärbter Bilder der Oeffnung besteht. In der Mitte des Spectrums decken sich die Bilder mehr oder weniger, so dass durch ihre Mischung hier wieder weisses Licht entsteht, während die Endfarben bestehen bleiben. Newton findet, dass die Reinheit des Spectrums, die Trennung der Farben, wesentlich gesteigert werden kann, wenn er zwischen Oeffnung und Prisma eine Linse setzt: dadurch wird jedes einzelne farbige Bild kleiner, ihre Entfernung bleibt ungeändert, sie decken sich

1) Joannes Marcus Marci de Kronland, Thaumantias, liber de arcu coelesti deque colorum apparentium natura. Prag 1648.*

also weniger. Dasselbe erreicht er, indem er die Oeffnung im Laden und dadurch jedes einzelne Bild verkleinert, nur ist damit eine Abnahme der Helligkeit verbunden. Meist benutzt Newton bei seinen Versuchen ein rundes Loch, aber er hebt ausdrücklich hervor, dass man für ein reines Spectrum besser eine rechteckige Oeffnung nehme, deren lange Seite parallel der Prismenkante stehe. „Wenn eine derartige Oeffnung ein oder zwei Zoll lang ist, die Seite aber nur $^1/_{10}$ oder $^1/_{20}$ Zoll, oder noch weniger“, so werde das Spectrum ebenso rein sein oder noch reiner, als bei grosser Oeffnung und Linse. Er versucht dann auch dreieckige Löcher, die ein Spectrum liefern, welches am einen Rande lichtstark, aber unrein ist, nach dem andern Rande zu immer reiner und schwächer wird, so dass man sich je nach dem Zweck passende Stellen zur Beobachtung heraussuchen könne.

Die weiteren Betrachtungen und Versuche haben die Aufgabe, nachzuweisen, dass die Farben wirklich ursprünglich im Sonnenlichte vorhanden sind, nicht etwa durch das Prisma hervorgebracht werden. Der Beweis lässt sich dadurch führen, dass Prismen aus verschiedenen Substanzen dieselben Farben liefern, und dass man durch Vereinigung sämmtlicher Farben wieder weisses Licht erzeugen kann.

Ferner weist er nach, dass jeder Lichtstrahl, welcher nur eine einzige bestimmte Farbe enthält, — und solche Strahlen nennt er homogene —, auch eine bestimmte unveränderliche Brechbarkeit besitzt, und er kommt zu dem Schluss: „Homogenes Licht wird regelmässig, ohne irgend eine Verbreiterung, Spaltung oder Trennung der Strahlen gebrochen.“

Das zweite Buch der Newtonschen Optik behandelt Interferenzerscheinungen, namentlich auch die Farben dicker und dünner Blättchen, den Regenbogen und die Oberflächenfarben der Körper, welche Newton als Farben dünner Blättchen erklärt. Das dritte Buch endlich beschäftigt sich mit Beugungserscheinungen.

2. Das wichtigste Resultat der Newtonschen Optik ist, dass endlich erkannt war, dass nicht das weisse Licht das Fundamentale sei, aus welchem durch Beimischung die Farben entstehen, sondern umgekehrt die reinen farbigen Strahlen das Primitive sind, dass durch ihre Mischung alle möglichen Farben, unter anderem auch Weiss, entstehen könne. Eine bestimmte Farbe ist dabei definirt durch ihre Brechbarkeit, durch den Brechungsexponent, und da dieser sich innerhalb des Spectrums continuirlich ändert, unendlich viele verschiedene Werthe annimmt, so giebt es auch unendlich viele verschiedene Farben; nur zur bequemeren, ungefähren Bezeichnung verschiedener Theile des Spectrums unterschied Newton in demselben sieben verschiedene Hauptfarben, — was freilich später häufig Irrthümer hervorgerufen hat.

Es kann auffallen, dass Newton in dem Sonnenspectrum nicht die schwarzen Linien entdeckt hat, die wir unter dem Namen der Fraunhoferschen Linien kennen; bei einem Spalt von etwa 1 mm Breite und einem Spectrum von etwa 25 cm Länge — nach Newtons Angabe, — hätten die Linien gut sichtbar sein können. Aber die Newtonschen Prismen waren, wie er wieder-

holt bemerkt, sehr schlecht, voller Schlieren und Flecken; auch wird die Politur und Ebenheit der Flächen an den, wie es scheint, von ihm selbst geschliffenen Prismen recht mangelhaft gewesen sein, und so blieb ihm diese Erscheinung leider verborgen.

Der Gewinn, den die Optik mit diesem Newtonschen Werke machte, war ein gewaltiger, und mit Recht war für lange Zeit die Autorität Newtons bei allen Physikern fast unbestritten. Leider war aber damit verbunden, dass auch die Irrthümer, die Newton begangen, gewissermassen geheiligt waren und weitere Fortschritte lange Zeit hinderten. Es sind hier namentlich zwei solcher Irrthümer zu nennen: die Angabe, dass die Dispersion immer proportional der Brechung sei, woraus die Unmöglichkeit folgen würde, achromatische Linsen herzustellen, und die Erklärung der Körperfarben als Interferenzfarben. Der erste Irrthum, der zweifellos unmöglich gewesen wäre, hätte Newton die Fraunhoferschen Linien gesehen, verzögerte in der That sehr lange Zeit die Entwickelung der astronomischen Instrumente. Der zweite aber musste nothwendig das Interesse an allen Farben, sei es bei reflectirtem, sei es bei emittirtem oder theilweise absorbirtem Lichte, schwächen und dadurch die Untersuchung verzögern, da die eigentliche Natur der Körper keinen Einfluss auf das Licht zu haben schien. Es hat ausserordentlich lange gedauert, bis dieser Newtonsche Irrthum überwunden war, noch bis zur Mitte des Jahrhunderts beeinflusst er einzelne Arbeiten [1], obwohl es für uns kaum verständlich erscheint, wie man z. B. die Farbe der Kerzenflamme als Interferenzerscheinung auffassen konnte. [2]

3. Wir müssen von Newton über mehr als ein Jahrhundert fortspringen, um zum nächsten Fortschritt in den Kenntnissen des Spectrums zu gelangen. Es wurden die Grenzen des Spectrums am Anfange dieses Jahrhunderts an beiden Enden wesentlich erweitert. Friedrich Wilhelm Herschel [3]) brachte ein empfindliches Thermometer in die verschiedenen Theile eines Spectrums, und beobachtete, wie viel sich die Temperatur über die eines daneben im Schatten befindlichen zweiten Thermometers erhob. Er fand die Differenz im Roth gleich 7 Grad, im Grün $3^1/_2$, im Violett 2 Grad. Die strahlende Wärme sei also im ganzen Spectrum vorhanden, und werde verschieden stark ge-

---

1) Siehe z. B. J. Müller, Ueber die natürlichen Farben durchsichtiger Körper, Pogg. Ann. **79**. p. 344—350 (1850).

2) Das thut z. B. Th. Young, Phil. Trans. 1802, II. p. 387—397, wo er nach Erwähnung von Wollaston's Beschreibung des Flammenspectrums dies Licht als Farbe dünner Blättchen erklärt: „We have only to suppose each particle of tallow to be, at its first evaporation, of such dimensions as to produce the same effect as the thin plate of air at this point, where it is about $^1/_{10000}$ of an inch in thickness, and to reflect, or perhaps rather to transmit, the mixed light produced by the incipient combustion around it, and we shall have a light completely resembling that which Dr. Wollaston has observed." — Auch Brewster und Gladstone halten es noch im Jahre 1860 für möglich, dass die Fraunhoferschen Linien eine Interferenzerscheinung seien, ähnlich den Farben dünner Blättchen: Phil. Trans. **150**. p. 149—160 (1860).

3) W. Herschel, Investigation of the powers of the prismatic colours to heat and illuminate objects; with remarks, that prove the different refrangibility of radiant heat. Phil. Trans. 1800. II. p. 255—273.

brochen, je nach ihrem „momentum". Er schätzt die Helligkeitsvertheilung im Spectrum, findet sie am grössten im Gelb und Grün, also fallen die Maxima von Licht und Wärme nicht zusammen. Er meint daher, dass vielleicht auch noch jenseits des rothen Endes Wärmestrahlung vorhanden sein könne.

Diese Vermuthung wird in der folgenden Abhandlung [1]) bestätigt. Wenn er das Thermometer um etwa 1,5 Zoll vom äussersten rothen Rande entfernt hält, — das sichtbare Spectrum war dabei, nach der Zeichnung zu schliessen, etwa 4 Zoll lang, — so steigt das Thermometer um 9 Grad, während es am violetten Ende des Spectrums keine merkliche Erwärmung anzeigt. In dieser Abhandlung meint Herschel noch, Licht und Wärmestrahlen seien identisch, und führt das in der folgenden [2]) weiter aus. Er zeigt hier, dass Wärmestrahlen sich reflectiren lassen, dass sie sich durch Linsen oder Hohlspiegel concentriren lassen nach genau denselben Gesetzen, wie Lichtstrahlen, und zwar gilt das sowohl von den im sichtbaren Spectrum vorhandenen Wärmestrahlen, wie von den unsichtbaren. Aber die weitere Untersuchung führt ihn auf den entgegengesetzten Standpunkt. Er studirt hier die verschiedene Brechbarkeit der Licht- und Wärmestrahlen und ihre Intensitätsvertheilung im Spectrum. Das benutzte sichtbare Spectrum, welches übrigens sehr unrein ist, da er weder Spalt noch Linse gebraucht, hat eine Länge von 2,997 Zoll; eine Wärmewirkung kann er jenseits des rothen Endes noch auf 2,25 Zoll Entfernung erkennen. Er zeichnet die in Fig. 1 in verkleinertem Maassstabe reproducirten Curven für die Intensität des sichtbaren und des Wärmespectrums, wobei die Wärmewirkung gleich der Temperatursteigerung des Thermometers gesetzt wird, und die Ordinate der maximalen Wärme gleich der maximalen Ordinate der optischen Wirkung angenommen ist. Er weist ferner nach, dass Wärmestrahlen nach dem Snelliusschen Gesetz gebrochen werden, dass sie durch eine Linse schwächer gebrochen werden, als die sichtbaren Strahlen, dass eine Linse für sie achromatisirt werden könne. Endlich untersucht er die Durchlässigkeit vieler Substanzen für die verschiedenen Strahlen, und kommt dabei zum Schluss, Wärmestrahlung sei etwas vom Licht verschiedenes. Denn gehen wir von der Seite der kleinsten Brechbarkeit beginnend in ein Spectrum hinein, so haben wir zuerst nur Wärmestrahlen, keine Spur von Licht; die Wärme wächst allmählich, erreicht ein Maximum, nimmt wieder ab. Nun beginnt Licht

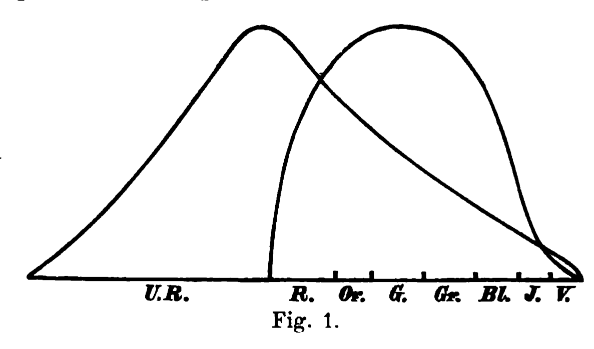


Fig. 1.

1) W. Herschel, Experiments on the refrangibility of the invisible rays of the sun. Phil. Trans. 1800. II. p. 284—292.

2) W. Herschel, Experiments on the solar, and on the terrestrial rays that occasion heat; with a comparative view of the laws to which light and heat, or rather the rays which occasion them, are subject, in order to determine whether they are the same, or different. Phil. Trans. 1800. II. p. 293—326; III. p. 437—538.

zu erscheinen, wächst, während die Wärme weiter abnimmt, bis das Licht sein Maximum erreicht hat, und nun beide Strahlen gemeinsam abnehmen und ein gemeinsames Ende finden. Einen weiteren Beweis für die Verschiedenheit sieht er darin, dass Licht und Wärme ganz verschieden geschwächt werden durch absorbirende Substanzen, sowohl, wenn man das gesammte Spectrum, als auch wenn man einzelne Theile desselben der Untersuchung unterwirft.

4. Ein Jahr, nachdem das ultrarothe Spectrum aufgefunden war, wurde auch die Existenz ultravioletter Strahlen entdeckt. J.W. Ritter[1]) fand, dass die schwärzende Wirkung des Lichtes auf Chlorsilber nicht mit der violetten Grenze des Spectrums aufhöre, sondern sogar jenseits dieser Grenze am stärksten sei. Er bestätigte die Existenz der Herschelschen ultrarothen Strahlen, — was übrigens auch schon Englefield[2]) gethan hatte, — und meint, diese ultrarothen Strahlen retardirten die chemische Wirkung des Lichtes, oder höben sie auch ganz auf.

5. In dieselbe Zeit fällt eine wichtige Abhandlung von Thomas Young[3]), dem bedeutendsten Vertreter der Undulationstheorie des Lichtes. Er zieht hier Schlüsse aus dieser Theorie auf die Interferenz des Lichtes, erläutert die Wirkung eines Diffractionsgitters, findet mit einem Mikrometer von Coventry, welches eine Theilung von 500 Linien auf den engl. Zoll besass, dass rothes Licht in 4 verschiedenen Richtungen durchgelassen werde, und die Sinus der Ablenkungswinkel sich wie 1 : 2 : 3 : 4 verhalten. Endlich berechnet er aus den Zahlen, welche Newton gegeben hatte für die zur Erzeugung bestimmter Farben dünner Blättchen nöthige Dicke, die Wellenlänge und Schwingungszahl der betreffenden Farben des Spectrums. Wenn auch diese Zahlen, die ich von engl. Zoll auf Milliontel mm umgerechnet habe, nur geringe Genauigkeit besitzen können, so sind sie doch von hohem Interesse als erste Versuche einer Bestimmung der Wellenlänge. Diese Zahlen sind:

	Anfang	Roth	Orange	Gelb	Grün	Blau	Indigo	Violett	Ende	
Wellenlänge	675	650	609	576	536	498	470	442	424	$\mu\mu$
Schw. zahl:	463	482	512	542	584	629	665	707	735	Billionen.

6. Seit der Entdeckung Newtons im Jahre 1666 war das Sonnenspectrum gewiss hunderte von malen betrachtet worden, aber noch immer galt es, wie für Newton, als continuirliches Spectrum. Erst im Jahre 1802 fand Wollaston[4]), als er mittelst totaler Reflexion Brechungsexponenten bestimmte, dass dem nicht so sei. Er schreibt: „If a beam of day-light be admitted into a dark room by a crevice 1/20 of an inch broad, and received by the eye at a distance of 10 or 12 feet, through a prism of flint glass, free from veins, held near to the eye, the beam is seen to be separated into the four following colours only,

1) J. W. Ritter, Gilberts Annalen 7. p. 527 (1801); ausführlicher: Versuche über das Sonnenlicht. Gilberts Annalen 12. p. 409—415 (1803).

2) H. Ch. Englefield, Experiments on the separation of light and heat by refraction. Journal Roy. Inst. 1. p. 202—208 (1802)* auch Gilberts Ann. 12. p. 399—408 (1803).

3) Th. Young, On the theory of light and colours. Phil. Trans. 1802. II. p. 12—48.

4) W. H. Wollaston, A method of examining refractive and dispersive powers, by prismatic reflection. Phil. Trans. 1802. II. p. 365—380.

red, yellowish green, blue and violet, in the proportions represented in fig. 2. The line A that bounds the red side of the spectrum is somewhat confused, which seems in part owing to want of power in the eye to converge red light. The line B, between red and green, in a certain position of the prism, is perfectly distinct; so also are D and E, the two limits of violet. But C, the limit of green and blue, is not so clearly marked as the rest; and there are also, on each side of this limit, other distinct dark lines, f and g, either of which, in an imperfect experiment, might be mistaken for the boundary of these colours." Wollaston fügt noch hinzu, die Linien seien am besten zu sehen, wenn das Licht unter dem Minimum der Ablenkung durch das Prisma durchgeht.

Wie man aus obigen Worten sieht, hat Wollaston zweifellos die Fraunhoferschen Linien entdeckt. Aber die Beschreibung ist recht mangelhaft, und wer das Sonnenspectrum mit seinen Linien nicht kennt, würde sich danach eine ganz falsche Vorstellung davon machen. Klingt es doch so, als seien grössere Lücken in dem Spectrum, bei welchen eine sprungweise Aende-

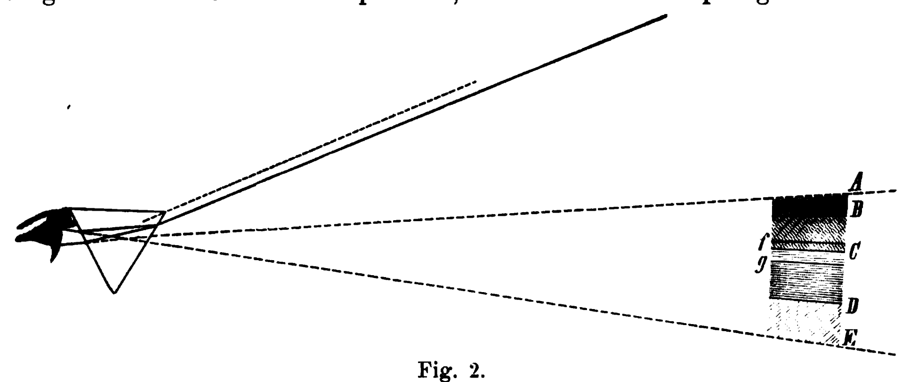


Fig. 2.

rung der Farbe eintritt[1]). Welche Linien Wollaston gesehen hat, ist schwer zu sagen; wahrscheinlich entspricht seine Linie A Fraunhofers A oder B, sein B dem D, C wird wohl b oder F sein, D und E aber G und H[2]). Trotz der Wichtigkeit dieser Beobachtung hat sie gar kein Aufsehen gemacht, man findet sie in den nächsten Jahren nirgends erwähnt, sie ist vollkommen vergessen worden.

7. Das gleiche Schicksal hat eine zweite nicht minder wichtige Beobachtung derselben Arbeit getheilt: Wollaston sieht und beschreibt hier als erster[3]) Emissionsspectra. Seine Worte lauten: „By candle-light, a different set of appearences may be distinguished. When a very narrow line of the blue light at the lower part of the flame is examined alone, in the same manner, through a prism, the spectrum, instead of appearing a series of lights of dif-

1) Vergleiche das Urtheil von A. M. Mayer, Phil. Mag. (5) 1. p. 111—127 (1876).

2) D. Brewster meint, es sei A = A, B = D, f = b, g = F, D = G, E = H, C entspreche keiner Fraunhoferschen Linie, höchstens einer Gruppe terrestrischer Linien (Rep. Brit. Assoc. 1832. p. 308—322).

3) Allerdings soll schon Thomas Melvill mit einem Prisma das Natriumspectrum beobachtet haben (Physical and Litterary Essays, Edinburgh 1752, Tome II). Mir ist dies Werk unzugänglich.

ferent hues contiguous, may be seen divided into 5 images, at a distance from each other. The first is broad red, terminated by a bright line of yellow; the second and third are both green; the forth and fifth are blue, the last of which appears to correspond with the division of blue and violet in the solar spectrum, or the line D of Fig. 2. — When the object viewed is a blue line of electric light, I have found the spectrum to be also separated into several images; but the phenomena are somewhat different from the preceding. It is, however, needless to describe minutely appearences which vary according to the brillancy of the light, and which I cannot undertake to explain." Wollaston beschreibt hier das Swansche Flammenspectrum, dessen letzte Bande ja in der That in der Nähe von G des Sonnenspectrums liegt. Dabei hat er auch als erster die gelbe Natriumlinie gesehen, freilich ohne zu wissen, was sie bedeutet.

Unmittelbar darauf bestätigte Young[1]) diese Thatsachen. Er meint, die Färbung der Flammen sei eine Interferenzerscheinung: jeder Tropfen verwandle sich in der Flamme in eine Schicht von ausserordentlicher Dünne, 0,00001 Zoll, welche nun die Farben dünner Blättchen zeigt. Young erkannte auch, dass die gelbe Linie nicht zu dem übrigen Spectrum gehört: „There appears to be also a fine line of strong yellow light, separate from the general spectrum, principally derived from the most superficial combustion at the margin of the flame, and increasing in quantity as the flame ascends."

8. Wie schon gesagt, blieb Wollastons Entdeckung ganz ohne Einfluss auf die Entwickelung der Wissenschaft, so dass dieselben Thatsachen etwa 11 Jahre später durch Joseph Fraunhofer aufs neue entdeckt werden mussten, um bekannt zu werden. Freilich fanden sie auch bei Fraunhofer eine ganz andere Bearbeitung und ein anderes Verständniss.

Schon die experimentelle Anordnung war bei Fraunhofer[2]) eine ganz andere als bei Wollaston, und bedeutete einen sehr wesentlichen Fortschritt in der Erzeugung reiner Spectra. Er richtete nämlich ein drehbar aufgestelltes Fernrohr, einen Theodolithen, auf einen sehr entfernten Spalt, hinter dem die Lichtquelle stand, und brachte das Prisma dicht vor dem Fernrohrobjective an. Das Fernrohr hatte eine Oeffnung von nur etwa 25 mm, aber zweifellos waren Linsen und Prisma von bester Qualität für die damalige Zeit. Fraunhofer fand mit Lampen und Lichten „und überhaupt mit dem Lichte des Feuers, im Farbenbilde zwischen der rothen und gelben Farbe einen hellen scharf begrenzten Streifen, der bei allen genau an demselben Orte ist. Dieser

1) Th. Young, An account of some cases of the production of colours, not hitherto described. Phil. Trans. 1802. II. p. 387—397.

2) Diese Arbeiten Fraunhofers wurden vorgetragen in den Jahren 1814 und 1815 in der Münchener Akademie der Wissenschaften. Sie erschienen zuerst in Gilberts Ann. **56.** p. 264—313 (1817) unter dem Titel: Bestimmung des Brechungs- und Farbenzerstreuungsvermögens verschiedener Glassorten, in Bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernröhre, von Joseph Fraunhofer in Benedictbaiern. (Frei ausgezogen aus den noch nicht ausgegebenen Denkschriften der Münch. Akad. d. Wiss. auf die Jahre 1814 und 1815). Später erschien die Arbeit auch in den Denkschr. d. Münch. Akad. d. Wiss. **5.** p. 193—226 (1817).

helle Streif scheint durch Lichtstrahlen gebildet zu werden, die durch das Prisma nicht weiter zerlegt werden, und folglich einfach sind.“ Fraunhofer nennt diesen Streifen R, es ist offenbar wieder das Natriumlicht.[1])

Er untersucht nun das Sonnenlicht. „In einem verfinsterten Zimmer liess ich durch eine schmale Oeffnung im Fensterladen, die ungefähr 15 Secunden breit und 36 Minuten hoch war, auf ein Prisma von Flintglas, das auf dem oben beschriebenen Theodolith stand, Sonnenlicht fallen. Der Theodolith war 24 Fuss vom Fenster entfernt, und der Winkel des Prisma maass ungefähr 60°. Das Prisma stand so vor dem Objective des Theodolith-Fernrohres, dass der Winkel des einfallenden Strahles dem Winkel des gebrochenen Strahles gleich war. Ich wollte suchen, ob im Farbenbilde von Sonnenlicht ein ähnlicher heller Streif zu sehen sei, wie im Farbenbilde von Lampenlicht, und fand anstatt desselben mit dem Fernrohre fast unzählig viele starke und schwache verticale Linien, die aber dunkler sind, als der übrige Theil des Farbenbildes; einige scheinen fast ganz schwarz zu sein.“ Er findet, dass sie bei Drehung des Prisma, Verbreiterung des Spaltes mehr oder weniger deutlich sichtbar sind, ihre relative Stellung aber unverändert bleibt. Auch überzeugt er sich, dass sie in Prismen aus verschiedener Substanz unverändert vorhanden sind. „Die stärkeren Linien machen keineswegs die Grenzen der verschiedenen Farben; es ist fast immer zu beiden Seiten einer Linie dieselbe Farbe, und der Uebergang von einer Farbe in die andere unmerklich.“

In voller Erkenntniss der enormen Wichtigkeit dieser Entdeckung für die practische Optik, — wurde es ja doch erst jetzt möglich, Brechungsexponenten für bestimmte Wellenlängen zu ermitteln, — stellte Fraunhofer eine Zeichnung des Spectrums her, welche bei Besprechung des Sonnenspectrums reproducirt werden soll. Die stärksten Linien oder Liniengruppen bezeichnet er mit den lateinischen Buchstaben A bis H, das violette Ende nennt er J. „Ungefähr bei A ist das rothe, bei J das violette Ende des Farbenbildes; eine bestimmte Grenze ist aber auf keiner Seite mit Sicherheit anzugeben, leichter noch bei roth, als bei violett. Ohne unmittelbares oder durch einen Spiegel reflectirtes Sonnenlicht scheint auf der einen Seite die Grenze ungefähr zwischen G und H zu fallen, auf der anderen Seite in B zu sein; doch mit Sonnenlicht von sehr grosser Dichtigkeit wird das Farbenbild fast noch um die Hälfte länger.“ „In A ist eine scharf begrenzte Linie gut zu erkennen; doch ist hier nicht die Grenze der rothen Farbe, sondern sie geht noch merklich darüber weg. Bei a sind mehrere Linien angehäuft, die gleichsam einen Streifen bilden. B ist scharf begrenzt und von merklicher Dicke. Die Linie C ist von beträchtlicher Stärke, und so wie B sehr schwarz. D besteht aus 2 starken Linien, die nur durch eine helle Linie getrennt sind. E selbst besteht aus mehreren Linien, wovon die in der Mitte etwas stärker ist als die übrigen. Bei b sind 3 sehr starke Linien, wovon zwei nur durch eine schmale helle Linie getrennt sind; sie gehören zu den stärksten im Farbenbilde. F ist ziemlich stark. Bei G sind

1) Später giebt Fraunhofer an, dass sowohl im Sonnenlicht als in dem der Kerzen die Linie doppelt sei.

viele Linien angehäuft, worunter sich mehrere durch ihre Stärke auszeichnen. Die zwei Streifen bei H sind am sonderbarsten; sie sind beide fast ganz gleich, und bestehen aus vielen Linien: in ihrer Mitte ist eine starke Linie, die sehr schwarz ist." Fraunhofer konnte im ganzen zwischen B und H 754 Linien zählen, für 350 die Lage soweit genau bestimmen, dass er sie in seine Zeichnung eintragen konnte. Er vermuthete zuerst, die Linien könnten durch Beugung an den Spalträndern hervorgebracht sein, und nahm daher statt des Spaltes eine kreisförmige Oeffnung mit dahintergesetzter Cylinderlinse; aber die Linien blieben unverändert. Nun will er jede Oeffnung vermeiden, die Beugungsbilder erzeugen könnte, und kommt auf den Gedanken, als Lichtquelle, die sehr weit entfernt sei, die Sterne zu nehmen. Er betrachtet zuerst die Venus, sieht in ihr viele Linien, D, E, b, F sehr gut. Auch Fixsterne eignen sich zur Untersuchung, obgleich ihr Licht sehr schwach ist. „Demohngeachtet habe ich, ohne Täuschung, im Farbenbilde vom Lichte des Sirius 3 breite Streifen gesehen. die mit jenen vom Sonnenlichte keine Aehnlichkeit zu haben scheinen; einer dieser Streifen ist im Grünen, und zwei im Blauen. Auch im Farbenbilde vom Lichte anderer Fixsterne erster Grösse erkennt man Streifen; doch scheinen diese Sterne, in Beziehung auf die Streifen, unter sich verschieden zu sein." — Nachdem so festgestellt ist, dass derartige Linien nicht etwa durch den Apparat erzeugt werden, sondern von der Beschaffenheit des Lichtes herrühren, werden auch andere Lichtquellen untersucht. „Das Licht der Electricität" (er benutzt einen 0,5 Zoll langen Funken der Electrisirmaschine, den er an einem Glasfaden entlang gleiten lässt) „ist in Hinsicht der Streifen und Linien des Farbenbildes, sowohl vom Sonnenlichte, als auch vom Lichte des Feuers, sehr auffallend verschieden. Man findet im Farbenbilde von diesem Lichte mehrere, zum Theil sehr helle Linien, worunter eine im Grünen gegen den übrigen Theil des Spectrums fast glänzend ist" u. s. w. Er findet, dass mit stärkerer Dispersion die Linie R besteht aus „zwei sehr feinen hellen Linien, die in Stärke und Entfernung den beiden dunkeln Linien D ähnlich sind." — „Im Farbenbild von dem Lichte, welches durch Verbrennen von Alkohol entsteht, ist die röthlicht gelbe Linie im Verhältnisse zu den übrigen Theilen des Farbenbildes sehr hell. Beim Verbrennen von Schwefel wird sie nur schwach erkannt." — Fraunhofer bestimmt in dieser Arbeit auch noch die Intensität des Lichtes im Sonnenspectrum, und trägt die Intensitätscurve in seine Zeichnung ein.

In einer zweiten Arbeit[1]) untersucht Fraunhofer die Wirkung eines oder mehrerer enger Spalte, und erfindet die Beugungsgitter. Es wird eine grosse Anzahl derselben construirt, die zu einer ersten Bestimmung der Wellenlängen der Fraunhoferschen Linien benutzt werden.

In einer dritten Abhandlung[2]) werden diese Gitterbeobachtungen fort-

---

1) Fraunhofer, Neue Modification des Lichtes durch gegenseitige Einwirkung und Beugung der Strahlen, und Gesetze derselben. Denkschr. d. k. Akad. d. Wissensch. zu München. 8. p. 1—76 (1821).

2) Fraunhofer, Kurzer Bericht von den Resultaten neuerer Versuche über die Gesetze des Lichtes, und die Theorie derselben. Gilberts Ann. 74. p. 337—378 (1823).

gesetzt. Darüber will ich indessen an anderer Stelle berichten. Er beobachtet dann wieder Spectra des Funkens und der Flamme, ohne wesentlich Neues zu finden. Für die Sterne hat er jetzt ein Fernrohr von etwa 10 cm Oeffnung und ein entsprechendes Objectivprisma hergestellt, und beschreibt eine ganze Anzahl von Spectren, worauf aber auch an dieser Stelle nicht näher einzugehen ist.

Endlich kehrt er in einer vierten Arbeit[1]) zu dem Spectrum des electrischen Funkens zurück, sieht darin 8 Linien, deren Brechungsexponenten er mit einem Wasserprisma bestimmt.

Fraunhofer stellt in diesen Abhandlungen keinerlei Hypothese über den Ursprung der hellen und dunkeln Linien in den Spectren auf. Dennoch ist der aus ihnen sich ergebende Gewinn ein ganz gewaltiger. Wir wissen erstlich, dass das Sonnenspectrum an ganz bestimmten, unveränderlichen Stellen dunkle Linien besitzt, die es ermöglichen, ganz scharf bestimmte Stellen des Spectrums zu bezeichnen, statt so vager Angaben, wie etwa: im Anfang des Grünen, u. dergl. Wir können nun jede beliebige Stelle mit Hülfe des Gitters durch ihre Wellenlänge bezeichnen. Wir wissen ferner, dass auch die anderen Himmelskörper solche Linien besitzen, die aber je nach dem Körper verschieden sein können. Wir wissen endlich, dass irdische Lichtquellen helle Linien besitzen. Fraunhofers Arbeiten sind glänzende Beispiele einer exacten, absolut zuverlässigen Untersuchung ohne alle Hypothesen, mit genauem Bewusstsein, was wirklich bewiesen ist, und welche Genauigkeit erreicht ist. — Es bleibe übrigens nicht unerwähnt, dass ungefähr gleichzeitig 1819 in dem Mémoire couronné sur la diffraction Fresnel eine Wellenlängenbestimmung des rothen Lichtes ausgeführt hat.

9. Trotz Fraunhofers fundamentaler Arbeiten schritt die Spectroscopie äusserst langsam fort. Brewster[2]) fand, dass alle Körper bei unvollkommener Verbrennung gelbes Licht geben, desto besser, je feuchter sie sind. Er brennt daher wässrigen Alkohol, was ihm als monochromatische Lichtquelle dienen soll. Ausser dieser ungenauen Beobachtung enthält die Abhandlung noch Bemerkungen über Absorption durch farbige Gläser, wobei er, wie schon vor ihm Young 1803, bemerkt, dass ein blaues Glas, wohl ein Cobaltglas, nur 2 rothe Streifen des Spectrums durchlässt, dass manche Gläser beim Erhitzen undurchsichtiger werden, andere durchsichtiger. Endlich constatirt er gegenüber Young, dass Gelb nicht ein Gemisch von Roth und Grün sei, sondern eine besondere Spectralfarbe.

10. Wesentlich inhaltreicher ist eine Arbeit von J. F. W. Herschel[3]),

---

1) Fraunhofer, Ueber die Brechbarkeit des electrischen Lichtes. Bericht über die Arbeiten d. k. Akad. d. Wiss. zu München vom April bis Junius 1824. p. 61—62.

2) D. Brewster, Description of a monochromatic lamp for microscopical purposes with remarks on the absorption of the prismatic rays by coloured media. Edinburgh. Trans. 9. II. p. 433—444 (1823).

3) J. F. W. Herschel, On the absorption of light by coloured media and on the colours of the prismatic spectrum exhibited by certain flames; with on account of a ready mode of determining the absolute dispersive power of any medium, by direct experiment. Edinburgh. Trans. 9. II. p. 445—460 (1823).

dem Sohne des Entdeckers des ultrarothen Lichtes. Er untersucht zunächst auch die Absorption durch farbige Substanzen, erklärt ganz richtig, dass das durchgegangene Licht darzustellen sei durch eine Summe von Gliedern, und dass daher bei veränderter Dicke der absorbirenden Schicht die Farbe verändert werden könne, wenn die Absorptionscoefficienten für verschiedene Farben verschieden gross seien. Im Cobaltglas findet er 3 Absorptionsstreifen. Wichtiger sind seine Emissionsversuche, wobei er die ersten, freilich sehr unvollkommenen Zeichnungen von Emissionsspectren giebt. Er findet, verbrennender Schwefel gebe ein continuirliches Spectrum, namentlich im Blau und Violett, bei sehr hoher Temperatur aber reines homogenes Gelb, so dass

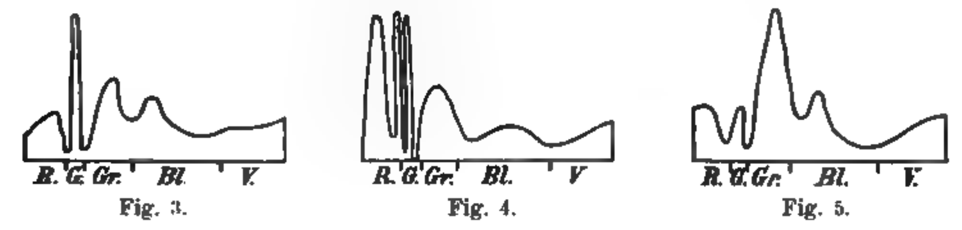


Fig. 3. Fig. 4. Fig. 5.

man durch das Prisma ein vollkommen deutliches Bild der Flamme erhalte. Beim Verbrennen von Schwefel mit Salpeter treten 2 rothe Bilder hinzu. Alkohol zeige verbrennend gelbes und grün-blaues Licht (Fig. 3); wenn Sr im Alkohol gelöst ist, sieht man eine rothe, eine orangefarbige und eine gelbe Linie (Fig. 4). Weder Chlorbaryum, noch Quecksilberchlorid zeigen diese orange Linie. Cupferchlorid giebt eine blaue Flamme (Fig. 5), Cupfernitrat eine grüne (Fig. 6). Borsäure färbt die Flamme grün, man sieht im Prisma 6 Bilder (Fig. 7).

Herschel muss sich in den folgenden Jahren noch eingehend mit Emissionsspectren beschäftigt haben, denn er legt Resultate darüber in einem

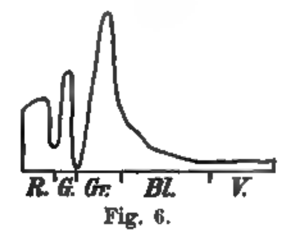


Fig. 6. Fig. 7.

Artikel über das Licht in der Encyclopedia Metrop.[1]), sowie in seinem Buche über das Licht[2]) nieder. Herschel hat danach gefunden, dass viele Salze die Flamme färben, sowohl, wenn man sie im Alkohol löst, als auch wenn man sie gepulvert auf den Docht streut. Auch wenn man die Oxyde nach dem Verfahren von Drummond in einer durch Sauerstoff angeblasenen Flamme sehr stark erhitzt, treten die characteristischen Farben derselben auf. „Salts

1) Dieses Werk ist mir nicht zugänglich gewesen.

2) Ich kenne nur die deutsche Uebersetzung: J. F. W. Herschel, Vom Licht. Aus dem Englischen übersetzt von Dr. J. C. E. Schmidt, Stuttgart 1831 bei Cotta. — Herschel erwähnt hier auch, S. 204, dass das gelbe Licht des Salzes genau die Brechbarkeit der D-Linien habe.

of soda give a copious and purely homogeneous yellow, of potash a beautiful pale violet.“ — „The colours thus communicated by the different bases to flame afford, in many cases, a ready and neat way of detecting extremely minute quantities of them.“ — „ . . . can be no doubt that these tints arise from the molecules of the colouring matter reduced to vapour, and held in a state of violent motion.“ Es kann danach keinem Zweifel unterliegen, dass Herschel an die Möglichkeit einer Erkennung der Elemente durch ihre Flammenfärbung dachte. Im unmittelbaren Zusammenhang mit den oben angeführten Worten sagt er aber: „In gewissen Fällen, wenn die Verbrennung sehr stark ist, z. B. wenn man in die Flamme einer Oellampe mit dem Löthrohr bläst, oder in dem oberen Ende einer Flamme einer Spirituslampe, oder wenn Schwefel in einen weissglühenden Schmelztiegel geworfen wird, entsteht eine grosse Menge von reinem und homogenem gelbem Licht; und in letzterem Falle macht dasselbe fast das ganze Licht aus. Dr. Brewster hat dasselbe gelbe Licht gefunden, wenn man erhitzten, mit Wasser vermischten Alkohol anzündet.“ Daraus geht ebenso zweifellos hervor, dass Herschel der Meinung war, dasselbe Licht könne von den verschiedensten Substanzen ausgesandt werden und die Art des emittirten Lichtes hänge von der Temperatur ab. Herschel hätte also wohl zeigen können, dass manche Substanzen ein characteristisches Spectrum geben, aber nicht, dass ein Spectrum für eine bestimmte Substanz characteristisch ist.

Zu diesen falschen, aber sehr verzeihlichen Schlüssen ist Herschel nur durch das ewige Auftreten des „gelben Lichtes“, des Natriumlichtes, verführt worden. Ohne die merkwürdige Allgegenwart des Natriums würde wahrscheinlich Herschel der Entdecker der Spectroscopie geworden sein. Wir werden finden, dass auch bei den späteren Forschern die Natriumlinie ein Stein des Anstosses bleibt, und sie zu verkehrten Schlüssen verleitet. Es ist historisch interessant, dass dieses Licht, welches nach meiner Meinung die Hauptschuld trägt, dass die Spectralanalyse nicht 30 bis 40 Jahre früher entdeckt worden ist, sondern erst durch Kirchhoff und Bunsen, in Kirchhoffs Händen gerade zum wichtigsten Fortschritte führen, nämlich den Uebergang von irdischen zum Sonnenspectrum vermitteln sollte.

11. Ganz Aehnliches, wie bei Herschel, werden wir bei Talbot wiederfinden. Aber da seine Auffassung durch die Arbeiten von Brewster beeinflusst worden ist, müssen wir uns zunächst zu diesen wenden. Wir haben gesehen, dass schon in der Abhandlung vom Jahre 1823 Sir David Brewster sich mit Absorptionserscheinungen beschäftigt hatte. Diese Untersuchungen hatte er in der Zwischenzeit eifrig fortgesetzt. Er[1]) findet im Absorptionsspectrum farbiger Substanzen 1 bis 5 Absorptionsstreifen, und stellt die Hypothese auf, die vielen Streifen rührten von der Zusammen-

1) D. Brewster, Observations on the lines of the solar spectrum, and on those produced by the earth atmosphere, and by the action of nitrous acid gas. (Read 15. April 1833.) Edinburgh. Trans **12.** III. p. 519–530 (1834), auch Phil. Mag. (3) **8.** p. 384—392 (1836) und Pogg. Ann. **38.** p. 50—64 (1836).

gesetztheit der Körper her, jedes Element gebe einen einzigen Absorptionsstreif. Da ihm durchsichtige flüssige Elemente nicht zu Gebote stehen, untersucht er dampfförmige Elemente. Schwefeldampf absorbirt den violetten Theil des Spectrums, noch mehr, wenn er verbunden ist mit Arsen; dann entsteht noch ein Absorptionsstreif zwischen Grün und Indigo. Bei zunehmender Dicke der Schicht, oder bei zunehmender Temperatur des Dampfes wächst die Absorption und rückt nach Roth vor, so dass schliesslich nur ein rother Streifen durchgelassen werden würde. — Joddampf absorbirt den mittleren Theil des Spectrums, bei zunehmender Dicke dehnt sich die Absorption nach beiden Seiten aus, aber schneller nach Violett zu.

Während diese beiden Körper also leidlich mit seiner Theorie in Uebereinstimmung sind, wird sie durch die dritte untersuchte Substanz völlig über den Haufen geworfen: Untersalpetersäure zeigt eine Unzahl feiner schwarzer Linien, er kann deren über 2000 zählen, Er[1]) sieht darin einen Widerspruch nicht nur gegen seine Hypothese, sondern auch gegen die Undulationstheorie, mit der sich bekanntlich Brewster nie befreunden konnte. Er sagt, er begreife nicht, weshalb der Lichtäther in einzelnen Substanzen, den absorbirenden, bestimmte Schwingungen nicht ausführen könne. Ein merkwürdiges Beispiel sei auch das oxalsaure Chrom-Kali[2]), welches im Roth einen scharfen Absorptionsstreifen zeigt, so dass Licht mit dem Brechungsexponent 1,6272 und mit 1,6274 durchgelassen werde, Licht mit dem Brechungsexponent 1,6273 aber absorbirt wird.

12. Die Beobachtung an der Untersalpetersäure führt Brewster zu einem genaueren Studium des Sonnenspectrums, indem er beide Spectra vergleicht. Dabei[3]) glaubt er zahlreiche Coincidenzen zu beobachten, gleichzeitig aber bemerkt er, dass Fraunhofers Atlas nicht alle Linien zeigt, welche er sieht, auch manche neue Gruppen bei ihm auftreten. Er stellt nun eine Zeichnung des Sonnenspectrums im vierfachen, resp. zwölffachen Maassstab von Fraunhofer her. Die Unterschiede gegen Fraunhofer führen ihn zuerst zu der Vermuthung, dass Spectrum habe sich seit jener Zeit geändert. Das hält er für möglich, da auch in Flammen von Alkohol und Wasser oder Salzlösung die gelbe Linie zu verschiedenen Zeiten verschieden stark sei, ebenso im Spectrum der Lampenflammen die grünen und blauen Theile variabel seien. Die Beobachtungen zeigen ihm aber bald, dass die Jahres- und Tageszeit in Betracht kommt, da namentlich im rothen und gelben Theile des Spectrums im Winter Linien auftreten, die im Sommer fehlen, und ebenso

1) D. Brewster, Observations on the absorption of specific rays, in reference to the undulatory theory of light. Phil. Mag. (3) **2.** p. 360—363 (1833) auch Pogg. Ann. **28.** p. 380—386 (1833).

2) D. Brewster, On certain pecularities in the double refraction and absorption of light exhibited in the oxalate of chromium and potash. Phil. Trans. 1835. I. p. 91—93, auch Phil. Mag. (3) **7.** p. 436—439 (1835).

3) Brewster, Observations on the solar spectrum, and on those produced by the earth atmosphere, and by the action of nitrous acid gas. (Read 15. April 1833.) Edinburgh. Trans. **12.** III. p. 519—530 (1834), auch Phil. Mag. (3) **8.** p. 384—392 (1836) und Pogg. Ann. **38.** p. 50—64 (1836).

täglich die Höhe der Sonne über dem Horizonte bestimmend ist. Er zieht den richtigen Schluss, diese Linien müssten von der Erdatmosphäre hervorgebracht werden, und führt den Namen „atmosphärische Linien“ für sie ein. Die eigentlichen Sonnenlinien sind während seiner Untersuchung unverändert geblieben, „a result which seems to indicate, that the apparent body of the sun is not a flame in the ordinary sense of the word, but a solid body raised by intense heat to a state of brillant incandescence.“ Bei niedrigem Sonnenstand werden einige Gruppen so breit und dunkel, dass er meint, man müsse sie im Spectrum von starkem Kalklicht in einer Entfernung von 30 engl. Meilen sehen können. Einige der Sonnenlinien coincidirten genau mit den Linien der Untersalpetersäure, was anzeige, „that the same absorptive elements which exist in nitrous acid gas exist also in the atmospheres of the sun and of the earth.“ Fraunhofer habe in den Planeten die Sonnenlinien gefunden, es müssten aber auch Linien von ihren eigenen Atmosphären auftreten.

Wir finden in diesen Ausführungen ganz klare Vorstellungen über die Entstehung der dunklen Linien des Sonnenspectrums, und schon zwei Jahre früher hat Brewster[1]) sich in diesem Sinne geäussert: bei der Versammlung der britischen Naturforscherversammlung im Jahre 1832 sagt er: „Herschel schreibe[2]), es sei nicht unmöglich, dass die fehlenden Strahlen im Licht der Sonne und der Sterne absorbirt seien beim Durchgang durch ihre eigenen Atmosphären; oder, um dem Ursprung des Lichtes noch näher zu kommen, können wir uns denken, ein Strahl werde im Moment der Ausstrahlung von einem leuchtenden Molekel erstickt durch eine starke absorbirende Kraft, die in dem Molekel selbst ihren Sitz hat; oder kurz, dieselbe Eigenschaft des Molekels eines absorbirenden Körpers, welche den Durchgang eines gefärbten Strahles durch denselben verhindert, kann auch in limine ein Hinderniss für die Entstehung des Strahles bilden.“ Brewster aber denke, „dass das ursprüngliche Licht der Sonne von einem Ende des sichtbaren Spectrums bis zum andern continuirlich sei, und dass die fehlenden Strahlen absorbirt werden von den Dämpfen, die während der Verbrennung, welche das Licht hervorbringt, erzeugt wurden.“

13. In einer sich unmittelbar anschliessenden Untersuchung[3]) widerlegt Brewster die Newtonsche Ansicht, die Körperfarben seien alle Farben dünner Blättchen, z. B. das Grün der Blätter ein Grün dritter Ordnung nach Newton. Er extrahirt aus verschiedenen Pflanzen den grünen Farbstoff und entdeckt das Absorptionsspectrum des Chlorophylls, welches nach seiner Zeichnung 5 Absorptionsstreifen besitzt. Er findet, dass beim Stehen die Lösung fast farblos werde, aber auch dann noch die Streifen zeige. Weitere 150 farbige Stoffe, die er untersucht, bestätigen nirgends Newtons Annahme. Er fährt fort: „I may mention this general fact, that in various specific actions

1) Brewster, Report on the recent progress of optics. Rep. Brit. Assoc. 1832. p. 308—322.

2) Herschel, Vom Licht. p. 253.

3) Brewster, On the colours of natural bodies (Read. 22. Dec. 1833). Edinburgh. Trans. **12.** III. p. 538—545 (1834), im Auszug auch Rep. Brit. Ass. 1832. p. 547—548.

exercised upon light by solids, fluids, vapours and gases, the points at which the spectrum is attacked are generally coincident with the deficient lines of Fraunhofer; and particularly with those which are common to the light of the sun, and that of some of the fixed stars. Hence it appears, that these rays or lines are weak parts of the spectrum, or the parts of white light which have the greatest affinity for those elements of matter, which, while they enter into the composition of sublunary bodies, exist also in the atmospheres of the central luminaries of other systems."

Hier finden wir Brewster auf ganz falschem Wege, indem er das Fehlen der absorbirten Strahlen in einer Eigenschaft des Lichtes zu suchen scheint. Uebrigens giebt er dann eine richtige Erklärung der Körperfarben.

14. Leider hat Brewster die richtigen Anschauungen, die er in den besprochenen Abhandlungen zeigt, später vielfach geändert. Bevor wir ihn verlassen, müssen wir noch einer sehr verkehrten, aber mit der grössten Energie durch 25 Jahre von Brewster vertheidigten Idee gedenken, wobei wir uns indessen kurz fassen können. Brewster hatte bei seinen Versuchen über Absorption zu finden geglaubt, dass das von einer Substanz durchgelassene z. B. rothe Licht nicht reines Roth sei, sondern alle anderen Farben auch enthalte. So kam er dazu, im Jahre 1831[1]) zu behaupten, die Spectralfarben seien alle Mischungen von drei Grundfarben, Roth, Gelb und Blau. In jedem Theile des Spectrums seien diese drei Farben vorhanden, ein Theil von ihnen mische sich zu weiss, der Rest zu der an der betreffenden Stelle sichtbaren Farbe. Es gehöre also weder zu einer bestimmten Farbe eine bestimmte Brechbarkeit, noch zu einem bestimmten Brechungsexponenten eine bestimmte Farbe. Den Beweis für diese Behauptungen, welche die gesammten Resultate Newtons ungültig machen würden, führt er dadurch, dass er mittelst absorbirender Medien aus jeder Stelle des Spectrums Roth, Blau und Gelb isoliren und dass er von jeder Stelle des Spectrums weisses Licht erhalten könne. Gegen diese Behauptung traten als Vertheidiger Newtons nach einander Melloni[2]), Airy[3]), Bernard[4]), Helmholtz[5]) auf, aber allen erwidert Brewster mit mehr oder weniger Heftigkeit, und bleibt bei seiner Meinung. Trotzdem sind namentlich die Versuche von Helmholtz absolut beweiskräftig. Helmholtz

1) D. Brewster, On a new analysis of solar light, indicating three primary colours, forming coincident spectra of equal length. Read. 29. March 1831. Edinburgh. Trans. **12.** I. p. 125—136 (1834). Auch Rep. Brit. Ass. 1831. p. 89—90. Schon in Edinburgh. Trans. **9.** II. p. 445—460 (1823), dann wieder im Phil. Mag. (3) **21.** p. 208—217 (1842) spricht er dieselbe Ansicht aus.

2) M. Melloni, Researches on the radiation of incandescent bodies and on the elementary colours of the solar spectrum. Phil. Mag. (3) **32.** p. 262—276 (1848). D. Brewster, Observations on the elementary colours of the spectrum, in reply to M. Melloni. Phil. Mag. (3) **32.** p. 489—494 (1848).

3) G. B. Airy, The Astronomer Royal on Sir David Brewsters new analysis of solar light. Phil. Mag. (3) **30.** p. 73 (1847). D. Brewster: Reply to the astronomer royal on the new analysis of solar light. Phil. Mag. (3) **30.** p. 153—158 (1847).

4) Felix Bernard, Sur l'absorption de la lumière par les milieux non cristallisés. Ann. chim. et phys. (3) **35.** p. 385—438 (1852).

5) H. Helmholtz, Ueber Herrn D. Brewsters neue Analyse des Sonnenlichts. Pogg. Ann. **86.** p. 501—523 (1852).

erkennt die Versuche von Brewster an, beweist aber, dass sie gefälscht waren durch diffuses Licht, wodurch in einem Spectrum in der That an allen Stellen weisses Licht vorhanden sei. Schneidet man aber aus einem solchen Spectrum mittelst eines Spaltes ein schmales Stück heraus, und zerlegt dies abermals durch ein Prisma, so erhält man jetzt ein reines Spectrum, dessen Stellen nur homogenes Licht enthalten. Helmholtz zeigt ferner, dass bei Brewsters Versuchen auch Contrastwirkungen mitgespielt haben, und die Thatsache, dass jede Spectralfarbe mit der Helligkeit bis zu einem gewissen Grade den Eindruck ändert, mit wachsender Helligkeit weisslicher aussieht. Brewster hat hierauf noch eine recht schwache Erwiderung [1]) folgen lassen, in der er sagt, Helmholtz hätte beweisen müssen, dass das diffuse Licht gerade die Farbenänderungen hervorbringt, welche Brewster beobachtet habe. Auch die letzten Worte, welche Brewster veröffentlicht hat, halten seine Annahme aufrecht.[2])

15. Kehren wir nun zu der weiteren Entwickelung der spectralen Kenntnisse zurück, so wäre zunächst zu erwähnen, dass W. H. Miller[3]) bald weitere absorbirende Gase auffand. Er im Verein mit Daniel liess Licht durch eine Röhre gehen, in welcher sich Luft mit etwas beigemischtem Brom befand. Dabei zeigten sich im Spectrum mehr als 100 gleichweit abstehende Linien; wurde der Bromdampf dichter, so verschwand das Blau völlig, während im Roth die Absorptionslinien dicker wurden. Im Joddampf fanden sie ebensolche Linien, aber die Dichte schien keinen Einfluss zu haben, Chlor absorbirte das blaue Ende des Spectrums, Linien konnten sie nicht sehen. Euchlorine — wie sich später herausstellte, eine Mischung von Chlor und Chlorsäure — zeigte breite Absorptionslinien in ungleichmässigen Abständen, Indigodampf gab keine Linien.

16. Inzwischen waren Versuche über Emissionsspectra von William Henri Fox Talbot[4]) ausgeführt worden, welche wieder nahe bis zur Auffindung der Spectralanalyse führten. Und in der That ist später für ihn die Priorität vor Kirchhoff von englischen Physikern, namentlich Brewster, reclamirt worden. Wir wollen sie aus diesem Grunde und wegen ihres historischen Interesses ausführlich besprechen. Wollen wir aber gerecht urtheilen, so müssen wir die erste Arbeit aus dem Jahre 1825 trennen von den 10 Jahre später erschienenen. Die erste Abhandlung ist in der That höchst unklar, so dass Kirchhoffs Kritik derselben[5]) voll berechtigt ist. Für die späteren aber komme ich zu einem günstigeren Urtheil.

Talbot geht davon aus, dass Brewster gefunden habe, wässriger

1) D. Brewster, On the triple spectrum. Rep. Brit. Ass. 1855, Not. & Abstr. p. 7—9.

2) D. Brewster, Composition of the solar spectrum. Chem. News. **14.** p. 192 (1866).

3) W. H. Miller, On the effect of light on the spectrum passed through coloured gases. Phil. Mag. (3) **2.** p. 381—382 (1833), auch Pogg. Ann. **28.** p. 386—388 (1833).

4) W. H. F. Talbot, Brewsters Journal of science 1825. p. 77. Das Original war mir nicht zugänglich, ich kenne nur die Uebersetzung in Schweiggers Jahrb. d. Chem. u. Phys. **48.** p. 445—452 (1826). Die englischen Citate sind entnommen: G. Kirchhoff, Zur Geschichte der Spectralanalyse und der Analyse der Sonnenatmosphäre. Pogg. Ann. **118.** p. 94—111 (1863).

5) G. Kirchhoff, Zur Geschichte der Spectralanalyse und der Analyse der Sonnenatmosphäre Pogg. Ann. **118.** p. 94—111 (1863).

Alkohol gebe eine monochromatische gelbe Flamme; Herschel habe gefunden, lebhaft verbrennender Schwefel gebe auch helles gelbes Licht. Nachdem er sich von der Richtigkeit beider Angaben überzeugt, will er sehen, ob in beiden Fällen das Licht dasselbe sei. Er betrachtet daher beide Lichtquellen gleichzeitig durch ein Prisma, sieht nur einen gelben Streifen, also ist das Licht identisch. Auch eine Mischung von Salpeter, Schwefel und Salz zeigt entzündet dasselbe Licht. „Das Ergebniss dieses Versuches weist demnach eine sehr auffallende optische Analogie zwischen Natron und Schwefel nach, zwei Körper, von welchen die Chemiker bisher voraussetzten, dass sie nichts mit einander gemein haben.“ Aber, sagt er weiter, ganz dasselbe gelbe Licht könne auch dadurch erzeugt werden, dass man ein Platinblättchen, welches mit den Fingern berührt, mit Seife bestrichen, oder mit Salz bestreut war, in die Gasflamme hält. Das lässt ihn vermuthen, das Licht stamme nicht vom Natron, sondern vom Krystallwasser. Er fährt fort: „But then it is not easy to explain why the salts of potash, etc., should not produce it likewise. Wood, ivory, paper, etc., when placed in the gasflame, give off, besides theire bright flame, more or less of this yellow light, which I have always found the same in its characters. The only principle which these various bodies have in common with the salts of soda is water; yet I think that the formation or presence of water cannot be the origin of this yellow light, because ignited sulphur produces the very same, a substance with which water is supposed to have no analogy. (It may be worth remark, though probably accidental, that the specific gravity of sulphur is 1,99, or almost exactly twice that of water.) It is also remarkable that alkohol burnt in an open vessel, or in a lamp with a metallic wick, gives but little of the yellow light; while if the wick be of cotton, it gives a considerable quantity, and that for an unlimited time. (I have found other instances of a change of colour in flames owing to the mere presence of the substance which suffers no diminution in consequence. Thus, a particle of muriate of lime on the wick of a spirit-lamp will produce a quantity of red and green rays for a whole evening without beeng itself sensibly diminished).“

Er sagt weiter, bei der Verbrennung von Schwefel mit Salpeter trete neben der gelben Linie eine rothe auf, welche an der äussersten Grenze des Roth liege. „Diese rührt, wie ich glaube, von der Verbrennung des Salpeters her, wie der gelbe Strahl dem Schwefel zukommt.“ Er findet ihn wieder in der Flamme einer Spirituslampe, deren Docht mit Salpeter oder chlorsaurem Kali getränkt war. „If this should be admitted, I would further suggest that whenever the prism shows a homogeneous ray of any colour, to exist in a flame, this ray indicates the formation or the presence of a definite chemical compound.“ Nachdem er bemerkt, verbrennender Phosphor gebe ein continuirliches Spectrum, beschreibt er das Spectrum des Rothfeuers, welches zahlreiche Linien in allen Theilen zeige. Die helle Linie im Gelben rühre ohne Zweifel vom Schwefel her, die andern von den übrigen in der Mischung enthaltenen Substanzen. „For instance, the orange ray may be the effect of

the strontia, since Mr. Herschel found in the flame of muriate of strontia a ray of that colour. If this opinion should be correct and applicable to the other definite rays, a glance at the prismatic spectrum of a flame may show it to contain substances which it would otherwise require a laborious chemical analysis to detect.“

Diese Worte klingen in der That so, als habe Talbot die Grundlage der Spectralanalyse entdeckt, aber es ist nicht ersichtlich, wie er zu dem Schlusse gelangt ist. Seine eigenen Versuche sprechen ja durchaus dagegen, da das gelbe Licht von so vielen verschiedenen Substanzen ausgesandt wird. Einzig und allein die Beobachtung, dass Salpeter und chlorsaures Kali eine dunkelrothe Linie geben, spricht für seine Vermuthung. Talbot ist sich nicht einmal klar, wodurch die Färbung der Flamme bedingt sei, ob durch das Entstehen einer Verbindung, oder durch das Verbrennen einer solchen oder eines Elementes, oder gar nur durch die Gegenwart eines Körpers, der dabei nicht verdampft. Man wird daher zugeben können, dass Talbot in sehr kühner Weise eine Hypothese ausgesprochen hat, welche viel später als richtig erwiesen werden sollte, aber er selbst hat hier kaum den Versuch gemacht, ihre Richtigkeit zu erweisen.[1])

17. Wesentlich klarer sind die späteren Arbeiten von Talbot. In der ersten[2]) beschreibt er die durch Strontium und Lithium gefärbten Flammen: „The strontium-flame exhibits a great number of red rays well separated from each other by dark intervals, not to mention an orange, and a very definite bright blue one. The Lithia exhibits one single red ray. Hence I hesitate not to say that optical analysis can distinguish the minutest portions of these two substances from each other with as much certainty, if not more, than any other known method.“ Dann beschreibt er noch das Spectrum der Cyanflamme, welches ihm Faraday gezeigt habe. Es seien im Violett drei helle Theile mit breiten dunkeln Zwischenräumen vorhanden; der letzte helle Streif liege weiter nach Violett, als das sichtbare Ende des Sonnenspectrums, das Licht erscheine weisslich oder grau. Er hat offenbar die Cyanbande bei 388 $\mu\mu$ gesehen.

In der zweiten Abhandlung[3]) sagt er, jedermann wisse, dass etwas Kalk in die Knallgasflamme gehalten ein sehr helles Licht gebe, und die allgemeine Ansicht sei, dass dabei Calcium gebildet und verbrannt werde. Dies halte er für falsch, obgleich der Kalk beim Versuche verschwinde, aber das könne auch an der hohen Temperatur liegen. Er bringt daher eine Spur eines Kalksalzes in eine Spiritusflamme, und findet, dass dieselbe viel heller brennt, obgleich nun das Kalksalz nicht mehr verdampft. Er fährt fort: „In short, we see that the mere presence of the lime in a heated state, is the cause of the light. I am of opinion, that the emission of intense light by a particle of lime in this

1) Aus der gleichen Zeit stammt eine unwichtige Arbeit von H. H. Blackadder, Edinb. new. phil. Journ. 1. p. 52, besprochen Schweiggers Jahrb. d. Chem. u. Phys. 48. p. 458—459 (1826). Er bemerkt, dieselbe Alkoholflamme könne blau, weiss oder gelb brennen.

2) H. F. Talbot, Facts relating to optical science. No. I. Phil. Mag. (3) 4. p. 112—114 (1834).

3) H. F. Talbot, On the nature of Light. Phil. Mag. (3) 7. p. 113—118 (1835).

experiment, without the loss of any portion of its own substance, arises from the cause above referred to, namely that the heat throws the molecules of lime into a state of such rapid vibration that they become capable of influencing the surrounding aetherial medium and producing in it the undulations of light." Er schliesst daran eine Theorie der Absorption, die wir gleich besprechen wollen.

Diese beiden Arbeiten sind durchaus verständig, und der Schluss, dass Lithium und Strontium sich durch das Spectrum unterscheiden lassen, auch bis zu einem gewissen Grade erwiesen, — wenigstens, wenn man nicht an die vorige Arbeit Talbots denkt, wo er zeigt, dass die gelbe Linie von verschiedenen Körpern erzeugt werden könne. Auch über die Entstehung des Lichtes hat er sich klarere Vorstellungen gebildet, als irgend einer seiner Vorgänger. Man könnte sogar fast auf die Vermuthung kommen, dass er auch in der früheren Arbeit von dem Spectrum eines festen Körpers spricht, wenn er behauptet, derselbe könne die Flamme färben, ohne selbst zu verdampfen. Leider aber erlaubt eine viel spätere Notiz von ihm[1]) diesen Schluss nicht. Er sagt dort, es sei bei seltenen Substanzen sehr unangenehm, dass sie bei der gewöhnlichen Beobachtungsmethode in der Flamme verbraucht würden. Er habe aber früher angegeben, dass Substanzen allein durch ihre Gegenwart die Flamme färben und ihre Linien zeigen könnten, ein Verbrauch sei daher nicht nöthig. Das ist geschrieben im Jahre 1871, wo durch Kirchhoff und Bunsen genau bekannt war, dass nur leuchtende Dämpfe discontinuirliche Spectra geben können, die Substanz also nothwendig in der Flamme verdampfen muss, worauf natürlich die Dämpfe durch Diffusion verloren gehen! — Talbot schlägt hier vor, die Substanzen in ein Glasrohr einzuschmelzen, in das zwei Platindrähte hineinragen, und Funken übergehen zu lassen. Er scheint nicht zu erkennen, dass dadurch die Diffusion und Substanzverlust freilich verhindert sind, sondern anzunehmen, dass auch nur „the mere presence" der Substanz das Spectrum erzeuge.

Offenbar also ist Talbot sich 1835 über den fundamentalen Unterschied zwischen festen und dampfförmigen Körpern gar nicht klar gewesen. Mir scheint, dass man nach Allem Talbot das Verdienst zugestehen muss, dass er als erster für Lithium und Strontium die spectroscopische Unterscheidbarkeit nachgewiesen hat, aber damit ist auch alles thatsächliche erledigt.

In seiner letzten spectroscopischen Arbeit[2]) untersucht Talbot die Funkenspectra von Ag, Au, Cu, Zn und findet, dass diese Metalle „electrisch verbrannt" verschiedene Linien zeigen. Hier sagt er auch gelegentlich: „The yellow rays of the salts of soda possess a fixed and invariable character".

18. Schon im Jahre vorher hatte Wheatstone zum ersten Male seit Fraunhofer wieder die Spectra electrischer Funken beobachtet. Es erschien damals nur ein sehr kurzer Auszug[3]) aus seinem Vortrag in der British Asso-

1) H. F. Talbot, On some optical experiments. Edinburgh. Proc. 7. p. 466—468 (1871).
2) H. F. Talbot, Facts relating to optical science. Phil. Mag. (3) 9. p. 1—4 (1836).
3) Ch. Wheatstone, On the prismatic decomposition of electrical light. Rep. Brit. Ass. 1835. Not & abstr. p. 11—12 und Phil. Mag. (3) 7. p. 299 (1835).

ciation, erst nach dem Erscheinen der Arbeiten von Kirchhoff und Bunsen veröffentlichte Crookes einen ausführlicheren Bericht[1]), welcher zeigt, dass diese Arbeit zum Besten gehört, was so früh geschrieben worden ist.

Wheatstone betrachtet mit Fernrohr und Prisma die mit einer electromagnetischen Maschine erzeugten Funken von Quecksilber. Im Fernrohr hat er ein Ocularmicrometer, so dass er ungefähr die Lage der Linien beobachten kann. Quecksilber zeigt ihm eine gelbe Doppellinie, — D —, eine grüne, zwei blaugrüne, eine indigofarbige, eine violette Linie. Dann lässt er die Funken nach geschmolzenen Metallen überschlagen, Zn, Cd, Bi, Sn, Pb. Alle diese Metalle zeigen nur wenige helle Linien: „The number position and colour of these lines differ in each of the metals employed. These differences are so obvious, that any one metal may instantly be distinguished from the others by the appearence of its spark and we have here a mode of discriminating metallic bodies more ready even than a chemical examination, and which may be hereafter employed for usseful purposes.“ Er findet weiter, dass Amalgame und Gemische zweier Metalle entweder nur die Linien des flüchtigsten Bestandtheils oder auch beider zeigen. Der Funke von einer Voltaschen Säule zeigt genau dieselben Spectren. Um zu untersuchen, ob das ausgesandte Licht von einer Verbrennung des Metalls herrührt, lässt er Funken nach Quecksilber im Vacuum, in Kohlensäure, in Sauerstoff und unter Wasser überschlagen; da das Spectrum in allen Fällen das gleiche ist, so könne es nicht durch eine Verbrennung hervorgerufen sein. Nun will er umgekehrt Metalle verbrennen und sehen, was für ein Spectrum sie dann liefern. Er bringt sie daher auf glühenden Kohlen in einen Sauerstoffstrom, und hier zeigen sie nur continuirliche Spectren. Endlich versucht er den Funken von gewöhnlicher Electricität, das heisst wohl, von einer Electrisirmaschine. Er sagt darüber: „Each metal presents lines differing in position and number. — The lines are less bright and more numerous than those which occur in the electromagnetic or voltaic spark from the same metal. It appears to me that all the lines of the voltaic spark are present in the electric spark, with the addition of many others.“

Wheatstone stellt schliesslich noch Betrachtungen an, woher das Licht entstehe: „I am strongly induced to believe, that it results solely from the volatilization and ignition of the ponderable matter of the conductor itself. The difference between the appearence of the prismatic spectra of the same metal electrically ignited and ignited by ordinary combustion I conceive to consist in this, — in the first case the particles are by volatilization attenuated to the highest possible degree; while in the second, that of ordinary combustion, the light is occasioned by incandescent particles of sensible magnitude.“

Dieser Ausspruch erscheint mir besonders interessant, weil er zeigt, wie sehr sich Wheatstone in das Wesen der Lichtemission hineingedacht hatte, und wie er auf ganz richtigem Wege war. Aber ich glaube kaum, dass einer seiner Zeitgenossen den Sinn des Ausspruches richtig verstanden haben würde, selbst wenn der Satz damals so gedruckt worden wäre. Noch bedeutsamer ist

1) Ch. Wheatstone, Chem. News 3. p. 198—201 (1861).

aber der Schluss der Abhandlung: „The peculiar luminous effects produced by electrical action on different metals, depend, no doubt, on theire molecular structure; and we have hence a new optical means of examining the internal mechanism of matter.“

Die Arbeit ist begleitet von einer sehr dürftigen Zeichnung der Spectren, welche in Fig. 8 reproducirt ist. Es muss aber noch einmal hervorgehoben werden, dass diese Abhandlung erst 1861 [1]) gedruckt ist, also den Nachfolgern bis zu Kirchhoff und Bunsen unbekannt sein musste; der Auszug von 1835 giebt im wesentlichen nur kurz die beobachteten Thatsachen an.

Na-Flamme Hg Zn Cd Bi Sn Pb

Violet

Purpur

Blau

Blau-Grün

Grün

Orange

Roth

Fig. 8.

19. Ueber das Wesen der Emission und Absorption hatte sich zuerst Herschel [2]) ausgesprochen. Er denkt sich die Körper zusammengesetzt aus einzelnen Theilchen, Atomhaufen, die zwar ganz bestimmter Schwingungen vornehmlich fähig sind, aber auch erzwungene Schwingungen leicht ausführen können. Die Absorption denkt er sich aus der Interferenz solcher Schwingungen hervorgegangen. In seinem Buch über das Licht dagegen giebt er im Art. 505: „as a possible origin of the fixed lines in the solar spectrum and pari ratione of the deficient or less bright spaces in the spectra of various flames, that the same indisposition in the molecules of an absorbent body to permit the passage of a particular coloured ray through them, may constitute an obstacle in limine. to the production of that ray from them.“ Während er hier also das Sonnenspectrum als ein discontinuirliches Emissionsspectrum ansieht, und es direct den Flammenspectren vergleicht, sagt er 1833 im Treatise on astronomy, die Fraunhoferschen Linien seien durch Absorption in der Sonnen- und Erdatmosphäre hervorgebracht. Auf denselben Standpunct hatte

1) Siehe Crookes, Chem. News 3. p. 184—185 (1861).

2) J. W. Herschel, On the absorption of light by coloured media, viewed in connexion with the undulatory theory. Phil. Mag. (3) 3. p. 401—412 (1833); auch Pogg. Ann 31. p. 245—261 (1834). Vergl. dazu W. Whewell, Suggestions respecting Sir John Herschels remarks on the theory of the absorption of light by coloured media, Rep. Brit. Ass. 1834. p. 550—552.

sich Brewster gestellt. Talbot[1]) sagt: „I conclude, ... that light when traversing a transparent medium is able to excite motion among its particles. This beeing admitted, let us suppose iodine vapour so constituted that its molecules are disposed to vibrate with a rapidity not altogether dissimilar to that of light. Now, if the differently coloured rays differ also (as is probable) in rapidity of vibration, some of them will vibrate in accordance, and others in discordance, with the vibrations of the iodine gas. And these accordances and discordances will succeed each other in regular order, from the red end of the spectrum to the violet end; each discordance being marked by a dark line or deficiency in the spectrum, because the corresponding ray is not able to vibrate through the medium, but is arrested by it and absorbed." Es liegt hier also eine Auffassung vor, die gerade das Gegentheil der Wahrheit ist, denn es werden ja die Wellen absorbirt, deren Schwingungszahl übereinstimmt mit denen des Mediums. Dies ist aber erst sehr viel später erkannt worden. Wrede[2]) will wieder die Absorptionserscheinungen durch Interferenz erklären. Wenn Licht durch ein Medium gehe, so werde es an einem Theilchen zurückreflectirt, an einem andern wieder nach vorwärts, und ein solcher Strahl habe nun einen Gangunterschied gegen einen direct durchgegangenen Strahl. Liegen die Theilchen in gleichen Abständen, so werden bestimmte Theile des Spectrums ausgelöscht, sind die Abstände sehr verschieden, so kann das ganze Spectrum geschwächt werden, wir haben allgemeine Absorption. Ein I. S. W.[3]) meint, die Fraunhoferschen Linien könnten durch Interferenz zwischen Strahlen kommen, die von verschieden entfernten Theilen der Sonne zu uns gelangen. Brewster[4]) erklärt 1842: „We find, that the characteristic phenomenon of absorption is produced by the action of thin plates", und kehrt damit auf einen Standpunkt zurück, den er früher selbst lebhaft bekämpft hat. Er kommt dazu, indem er Farben dünner Blättchen zu einem Spectrum ausbreitet, und in demselben dunkle Streifen findet.

20. Es sei hier eine Bemerkung eingeschaltet, welche manche Eigenthümlichkeiten, auf die wir noch stossen werden, erklärt. Wir haben oben gesehen, dass Herschel das Absorptionsspectrum der Sonne auf eine Stufe mit den Emissionsspectren der Flammen stellen will, indem er beide als Emissionsspectra betrachtet. Die Vermischung beider Arten von Spectren wiederholt sich nun bei den meisten Beobachtern, bis Kirchhoff die Verhältnisse klärte, freilich stets in dem Sinne, dass die Beobachter nicht recht wissen, ob sie die Emissionsspectra nicht als Absorptionswirkung auffassen sollen. Bei

1) H. F. Talbot, On the nature of light. Phil. Mag. (3) **7.** p. 113—118 (1835).

2) F. J. Wrede, Versuch, die Absorption des Lichtes nach der Undulationstheorie zu erklären. Pogg. Ann. **23.** p. 353—389 (1834) übersetzt nach Kongl. Svenska Vetensk. Akad. Handl. 1834. p. 318—353.* — Ganz ähnliche Iddeen äussert später wieder A. Erman, Sur la loi de l'absorption de la lumière par les vapeurs de l'iode et du brome, C. R. **19.** p. 830—845 (1844), auch Pogg. Ann. **63.** p. 531—559 (1844).

3) J. S. W. On certain conditions under which light is received from the heavenly bodies, and on the importance of investigating them. Phil. Mag. (3) **14.** p. 21—26 (1839).

4) D. Brewster, On the connexion between the phaenomena of the absorption of light, and the colours of thin plates. Phil. Mag. (3) **21,** p. 208—217 (1842).

beiden Spectren haben wir helle und dunkle Streifen, die Absorptionserscheinungen waren zuerst bekannt geworden, und so war eine solche Auffassung durchaus nicht merkwürdig für die damalige Zeit. Z. B. sagt Talbot bei der Beschreibung des Emissionsspectrums des Cu in der citirten Abhandlung: Kupfersalze geben Spectra so bedeckt mit dunklen Linien, dass sie darin dem Sonnenspectrum gleichen. Auch Wrede verfällt in der oben citirten Arbeit in diesen Fehler; trotzdem er wenige Seiten vorher ausgesprochen hat, gefärbte Flammen emittirten wirklich nur einzelne Farben, sucht er dann das Emissionsspectrum der durch Kupferchlorid gefärbten Alkoholflamme ebenso zu erklären, wie die Absorptionsspectra, d. h. durch Interferenzen. Ebenso finden wir, dass 1855 W. A. Miller Zeichnungen von Emissionsspectren veröffentlicht, die jedermann sicher für Absorptionsspectra halten würde. Bei vielen Beschreibungen von Emissionsspectren geben die Verfasser an, wo dunkle Theile liegen, halten also diese, nicht die hellen Linien dazwischen, für das Characteristische. Das findet sich sogar noch im Jahr 1860 bei Plücker.

21. Wir wollen vorläufig die Untersuchung der auf das Auge wirkenden Strahlen verlassen, und sehen, wie sich inzwischen die Kenntniss der Wärmestrahlung und der chemischen Wirkungen entwickelt hatte.

Wir haben gesehen, dass im Jahre 1800 Herschel fand, die Wärmewirkung beschränke sich nicht auf das sichtbare Spectrum, sondern sei sogar am grössten ausserhalb desselben, im Ultraroth. Die Wärmestrahlen würden also weniger gebrochen. Letzteres fand er noch dadurch bestätigt, dass der Brennpunkt einer Linse für die Wärme weiter von der Linse entfernt lag, als der Brennpunkt für die sichtbaren Strahlen. Schon vor Herschel waren Versuche über die Wärmevertheilung im Spectrum gemacht worden, wie es scheint zuerst von Landriani[1]), welcher das Maximum im Gelb liegend fand. Ihm folgte Rochon[2]), der seine Versuche im Jahre 1776 ausführte, und die stärkste Wärmewirkung im Orange oder Orange-gelb fand. Senebier[3]) giebt wieder den gelben Theil des Spectrums als den wärmsten an. Nun folgt Herschels Abhandlung, die grosses Aufsehen machte, da sie vom Lichte unabhängige Strahlen anzuzeigen schien, eine Ansicht, die lebhaft angegriffen, aber auch vertheidigt wurde. Zuerst trat dagegen Leslie[4]) auf, der Herschel grobe Fehler vorwarf, ohne eigentlich solche nachweisen zu können; Leslie selbst benutzte sein Differentialthermometer, welches ihm das Maximum im Rothen ergab. Englefield[5]) nimmt ein geschwärztes Quecksilberthermometer; um die Wirkung zu steigern, setzt er hinter das Prisma in einige Entfernung eine Linse, welche das Spectrum vereinigt, und bringt vor der Linse eine Blende an, die gestattet, das ganze Spectrum abzublenden bis auf einzelne Theile,

1) M. Landriani, Scelta d'opuscoli interessanti. T. 13.*

2) A. Rochon, Recueil de mémoires sur la mécanique et la physique. Paris 1783.*

3) J. Senebier, Physikalisch-chemische Abhandlungen über den Einfluss des Sonnenlichtes auf alle drei Reiche der Natur. Leipzig 1785. Bd. II.*

4) J. Leslie, Nicholson's Journ. **4**. p. 344 u. 416 (1802)* u. Gilberts Ann. **10**. p. 88—109 (1802).

5) H. C. Englefield, Experiments on the separation of light and heat by refraction. Roy. Inst. Journal **1**. p. 202—208 (1802)* und Gilberts Ann. **12**. p. 399—408 (1803).

welche nun allein durch die Linse vereinigt auf das Thermometer wirken. So findet er wie Herschel, dass das violette Licht am schwächsten wirkt, dass das Thermometer immer höher steigt, wenn er Theile wirken lässt, die immer mehr nach dem rothen Ende zu gelegen sind, und dass ein Maximum erreicht wird, wenn nur ultrarothe Strahlen durch seine Blende auf die Linse fallen. Meikle[1]) bestritt wieder die Richtigkeit der Herschelschen Resultate; er meint, das Prisma sei erwärmt worden und habe dann seinerseits ausgestrahlt.[2]) Auch Prevost[3]) greift Herschel an, während Ritter[4]) ihn vertheidigt, da er die Existenz des Ultraroth auch durch chemische Wirkung gefunden zu haben meint. Ausführlichere experimentelle Versuche veröffentlichte Wünsch[5]), der zum ersten Male Prismen aus verschiedenen Substanzen anwandte und einen Einfluss der Prismensubstanz fand. Prismen aus Wasser, Terpentinöl, Alkohol zeigten ein Wärmemaximum im Gelben, solche aus grünem Glase im Rothen, aus gelblichem Glase am rothen Rande, im Ultraroth konnte er nichts finden. Böckmann[6]) kann ultrarothe Wärmestrahlen nicht finden. Ruhland[7]) erhält mit einigen Glasprismen und mit einem solchen aus Borax das Maximum im Ultraroth, mit anderen Prismen im Roth oder Gelb. Berard[8]) findet die Wärmewirkung von Violett nach Roth zunehmend, an der Grenze des Roth erreicht sie ein Maximum, aber auch im Ultraroth ist sichere Wirkung nachweisbar.[9])

22. Etwas weiter gefördert wird die Frage durch Seebeck[10]), der Prismen aus sehr verschiedenen Substanzen herstellt. Er benutzt ein Luftthermometer, d. h. eine mit Luft gefüllte Kugel, an welche eine Capillare angesetzt ist, in welcher sich ein Tropfen Flüssigkeit befindet; die Capillare ist getheilt, und er liest die Stellung des Tropfens ab, wenn die 0,5 Zoll breite geschwärzte Kugel den verschiedenen Theilen des Spectrums ausgesetzt wird. Prismen aus Flintglas geben stets das Maximum im Ultraroth, solche aus bleihaltigem Glas an der äussersten Grenze des Roth, aus Crownglas im Roth. Prismen aus Schwefelsäure erzeugen die grösste Wärme zwischen Roth und Gelb, solche

1) H. Meikle, Hints tending to disprove the existence of distinct calorific rays in the sunbeam. Phil. Mag. **65**. p. 10—12 (1825).

2) Dieselbe Behauptung stellt auch wieder Brewster auf: On new properties of heat as exhibited in its propagation along plates of glass. Phil. Trans. 1816. I. p. 46—114, siehe p. 106.

3) P. Prevost, Quelques remarques sur la chaleur et sur l'action des corps qui l'interceptent. Phil. Trans. 1802. p. 403.

4) J. W. Ritter, Versuche über das Sonnenlicht. Gilbert's Ann. **12**. p. 409—415 (1803).

5) Ch. E. Wünsch, Versuche über die vermeinte Sonderung des Lichts der Sonnenstrahlen von der Wärme derselben. Magazin der Ges. der naturforsch. Freunde zu Berlin. **1**. p. 185—207 (1807).

6) C. W. Böckmann, Ueber die Erwärmung der Körper durch die Sonnenstrahlen. Karlsruhe 1811.

7) R. L. Ruhland, Ueber die polarische Wirkung des gefärbten heterogenen Lichtes. Berlin 1817.*

8) J. E. Berard, Mémoire sur les propriétés des différentes espèces de rayons qu'on peut séparer au moyen du prisme de la lumière solaire. Mém. de la soc. d'Arcueil, **3** (1817).

9) Auch Davy hat Versuche angestellt, er fand das Maximum im Ultraroth.

10) Th. J. Seebeck, Ueber die ungleiche Erregung der Wärme im prismatischen Sonnenbilde. Abhandl. der Berliner Akad. d. W. 1818—1819. p. 305—350.

aus einer Lösung von Salmiak und Quecksilberchlorid im Gelb. Er findet, dass die Erwärmung auch von der Stellung des Prisma abhängt, stets am grössten ist, wenn dasselbe sich im Minimum der Ablenkung befindet. Die Lage des Maximums ist für dasselbe Prisma nicht constant: wenn Dünste vor die Sonne ziehen, so rückt das Maximum nach Gelb hin. Er glaubt für diese Resultate eine Aufklärung durch folgenden Versuch erhalten zu haben: er lässt an einem Prisma die Fläche, durch welche das Licht einfällt, matt schleifen, und findet dann das Wärmemaximum weit ausserhalb der sichtbaren rothen Grenze. Wird die Seite wieder polirt, so liegt das Maximum am rothen Rande. Nun kommt ihm die Idee, dass vielleicht die sichtbare Grenze sich verschiebt, er nimmt wieder das matte Prisma, befeuchtet aber die mattirte Seite mit Alkohol, und sieht sofort das rothe Ende sich weiter hinausschieben. So ist der Schluss seiner Arbeit nicht der, dass er Herschels Resultat, es könne Wärme im Spectrum vorhanden sein, wo kein Licht mehr ist, bestätigt, sondern er schliesst: „dass die Grenzen des prismatischen Sonnenbildes nicht blos auf die Grenzen der lebhafteren Farben beschränkt seien, sondern dass das Sonnenlicht sich weiter, und mindestens bis dahin erstrecken müsse, wo die grösste (Wärme-) Wirkung stattfindet, wenn gleich dort mit blossem Auge keine, oder doch nur eine höchst schwache Farbe wahrgenommen werden sollte.“ Er bestreitet ganz entschieden, dass es Wärmestrahlen oder chemisch wirksame Strahlen gebe, wo keine Lichtstrahlen seien.

23. Damit sind vorläufig die Versuche über die Wärme im Sonnenspectrum abgeschlossen, es scheint, als ob Seebecks Ansicht von den meisten Physikern der Zeit angenommen worden seien.[1]) So falsch sie auch sind, so konnten sie doch richtig erscheinen bei der mangelhaften Art des Experimentirens. Bei all den besprochenen Versuchen ist niemals ein reines Spectrum benutzt worden, es wurde stets das Prisma einfach in die Sonnenstrahlen gehalten, so dass nur ein in die Länge gezogenes Sonnenbild mit gefärbten Rändern entstand. Nur einzelne Beobachter setzten wenigstens noch eine Linse in den Gang der Strahlen. So sprechen denn auch viele von dem weissen Theil des Spectrums. Ganz besonders hinderlich aber musste für die Erkenntniss der Wahrheit der Umstand sein, dass man sich noch sehr wenig klar über das Wesen von Licht und Wärme war: die meisten hielten beides noch für Stoffe. Auch der Unterschied zwischen gestrahlter und geleiteter Wärme wurde nicht genügend erkannt. Die Confusion wurde vervollständigt durch die gleichzeitige Entdeckung der chemischen Wirkung im Ultraviolett, die zur Annahme noch einer neuen Strahlenart zu zwingen schien, da sie ein Maximum erreicht, wo die Wärmewirkung verschwunden ist. So sehen wir denn in dem folgenden Jahrzehnt die Forscher auf ganz verschiedenen Standpunkten. Der Wahrheit am nächsten ist Biot[2]) gekommen: in einer Besprechung

1) Eine recht vollständige Uebersicht über diese älteren Arbeiten giebt: Beuriger, Historische Uebersicht über die Untersuchungen der Vertheilung der Wärme im Sonnenspectrum. Wissensch. Beilage z. Progr. d. Gymn. Neuwied 1896.

2) J. B. Biot, L'institut, 1813* und Gilberts Ann. **16**. p. 376—391 (1814).

der Berardschen Beobachtungen spricht er sich sehr entschieden dahin aus, es gebe nur eine Art von Strahlung, Wärme, Licht und chemische Wirkungen seien alle drei nur verschiedene Aeusserungen derselben. Die Strahlen seien verschieden, wie die verschiedene Brechbarkeit zeigt; wie sie auf das Auge verschieden wirken, durch ihre Farbe, so auch auf das Thermometer oder auf chemisch zersetzbare Körper. Biot bezweifelt denn auch nicht die Existenz von unsichtbarer Strahlung.[1])

Auf genau entgegengesetzten Standpunkt stellt sich Brewster.[2]) Er bestreitet, dass Strahlen ausserhalb der sichtbaren Grenzen vorhanden seien, er habe durch besondere Hilfsmittel über die beiden Grenzen hinaus sehen können, es sei also dort sichtbares Licht. Andererseits aber nimmt er nun im sichtbaren Spectrum überall besondere Wärmestrahlen und chemische Strahlen an. Da er ja ausserdem meint, im Spectrum seien an jeder Stelle drei Farben, d. h. das Spectrum bestehe aus drei übereinander gelagerten Spectren sichtbarer Strahlen, so haben wir zwar nur ein Spectrum mit bestimmten Grenzen, zwischen Roth und Violett, aber an jeder Stelle desselben 5 verschiedene Strahlen.

Zwischen diesen Extremen liegen alle möglichen anderen Ansichten, auf die ich aber nicht näher eingehen kann; meist ist man geneigter, die chemisch wirksamen Strahlen als besondere Strahlen anzuerkennen, verschieden von den Wärmestrahlen. Die Wärme im Sonnenspectrum betrachtete man als eine Folge des Lichtes, ohne sich irgendwie klar zu machen, wie die Wärme aus Licht entstehen solle. Jedenfalls sollte die Wärme des Sonnenlichtes etwas ganz anderes sein, als die Wärmestrahlung, welche man als von dunklen heissen Körpern ausgehend wohl kannte. Man hatte aber keine Vorstellung davon, dass diese Wärmestrahlung gebrochen werden könne, und aus verschiedenen Strahlen zusammengesetzt sei; man nahm sogar nach älteren Versuchen als feststehend an, dass solche Wärmestrahlen durch durchsichtige Körper, z. B. durch Glas, nicht durchgehen können[3]), und hielt es daher für ausgeschlossen, dass sie ein Prisma durchdringen. Als interessante Beispiele dieser und ähnlicher unklarer Vorstellungen seien die Darstellungen von Baden Powell[4]) und von Muncke[5]) angeführt.[6])

24. Ueber die strahlende Wärme im allgemeinen waren schon im vorigen Jahrhundert zahlreiche Versuche gemacht worden, die wir hier, da sie nichts mit der spectroscopischen Zerlegung zu thun haben, nicht besprechen können. Aber einige Punkte, die sich später als wichtig erweisen, müssen wenigstens

1) Eine ganz ähnliche Ansicht hat übrigens auch schon Th. Young geäussert: Lectures, Vol. 1. p. 638 (1807).

2) D. Brewster, Seine Ansicht legt er dar in: Baden Powell, Report on radiant heat. Rep. Brit. Ass. 1832. p. 293—296.

3) Siehe z. B. Brewster, Phil. Trans. 1816. I. p. 106.

4) Baden Powell, Report on radiant heat. Rep. Brit. Ass. 1832. p. 259—301.

5) G. W. Muncke, Gehlers Physikal. Wörterbuch **10.** p. 156 ff. (1841).

6) Eine interessante Darstellung der Anschauungen über strahlende Wärme giebt Lord Rayleigh: The history of the doctrine of radiant energy. Phil. Mag. (5) **27.** p. 265—270 (1889).

erwähnt werden. Dass Wärmestrahlen reflectirt werden können, war leicht zu beobachten; Versuche in grossem Maassstabe mit Hohlspiegeln hat darüber M. A. Pictet[1]) angestellt, wobei er auch „Kältestrahlen“ fand, d. h. die Thatsache, dass wenn man in den Brennpunkt des einen Hohlspiegels ein Stück Eis bringt, sich ein Thermometer im Brennpunkt des zweiten Hohlspiegels abkühlt. P. Prevost[2]) stellte eine Theorie der Wärmestrahlung auf, nach welcher alle Körper bei jeder beliebigen Temperatur Wärme ausstrahlen und ihnen zugestrahlte absorbiren. Ist schliesslich in einem Körpersystem Temperaturgleichgewicht eingetreten, so empfängt jeder Körper so viel Wärme, als er ausstrahlt, aber die Strahlung geht unverändert weiter. Er nannte diesen Zustand „équilibre mobile“. J. Leslie[3]) machte mit seinem Differentialthermometer zahlreiche Versuche über Emission, Absorption und Reflexion der Wärmestrahlen und kam zu dem Resultat, das Emissionsvermögen der Körper sei nahezu proportional ihrem Absorptionsvermögen für Wärmestrahlen, das Reflexionsvermögen aber sei beiden nahe umgekehrt proportional. Auf ebenso einfache wie hübsche Art gelang es Ritchie[4]), den Nachweis zu führen, dass dies nicht nur angenähert, sondern genau richtig sei: aus zwei durch eine U-förmig gebogene Röhre verbundenen Kaspeln stellt er ein Luftthermometer her. Die sich zugekehrten Seitenwände der Kapseln sind aus verschiedenem Material hergestellt. Genau in die Mitte zwischen sie kommt ein erhitzter Körper, dessen ausstrahlende Flächen aus denselben Stoffen hergestellt sind, wie die Deckel der Kapseln. Stellt man die gleichartigen Flächen sich gegenüber, so giebt das Differentialthermometer einen Ausschlag, der aber verschwindet, wenn die ungleichartigen Flächen sich gegenüberstehen. Die stark emittirende und die schwächer absorbirende Fläche geben also ganz dieselbe Erwärmung, wie die schwach emittirende und die stark absorbirende, wodurch der obige Satz streng bewiesen ist. Berard[5]) fand, dass die Wärmestrahlen, die sich im Sonnenlichte finden, mit den Lichtstrahlen durch Kalkspath doppelt gebrochen werden, dass sie ebenso polarisirt sind, wie das Licht, dass auch durch Reflexion Wärmestrahlen polarisirt werden können; diese Resultate wurden aber wenig anerkannt, da man, wie schon oben bemerkt, von einer latenten Wärme der Lichtstrahlen sprach.

25. Ein wirklicher Fortschritt wurde erst wesentlich später gemacht, nachdem ganz neue Instrumente zur Beobachtung der Wärmestrahlung erfunden waren. Im Jahre 1823 fand Seebeck die Erscheinungen der Thermoelectricität, welche zuerst Becquerel zu einer Temperaturmessung verwerthete. Nobili, der vorher durch Erfindung des astatischen Nadelpaares die Galvanometer wesentlich verfeinert hatte, benutzte sie in Verbindung mit einer

1) M. A. Pictet, Essais de physique. Genf. 1790*.

2) P. Prevost, Recherches physico-mécaniques sur la chaleur. Genf 1792* und Essai sur le calorique rayonnant. Genf 1709*.

3) J. Leslie, Experimental Inquiry into the nature and properties of heat. London 1804.*

4) W. Ritchie, Roy. Inst. Journ. **2**. p. 305—307 (1831)* und Pogg. Ann. **28**. p. 378—379 (1833).

5) J. E. Berard, Mémoire sur les propriétés des différentés espèces de rayons qu'on peut séparer au moyen du prisme de la lumière solaire. Mém. de la soc. d'Arcueil **3**. (1817)*.

Thermosäule zur Messung kleiner Temperaturdifferenzen; endlich brachte Melloni das Instrument auf seine volle Höhe, dadurch dass er zahlreiche Löthstellen kleiner Stäbe von Wismuth und Antimon zu Flächen vereinigte. wodurch das Instrument die noch heute übliche Form erhielt und eine Empfindlichkeit, welche gross genug war, um noch schwache Wärmestrahlen genau zu messen. Melloni hat damit eine grosse Zahl wichtiger Untersuchungen[1]) in den nächsten 20 Jahren ausgeführt, von denen wir aber nur die wichtigsten Resultate besprechen können, da sie sich fast durchweg auf die Gesammtstrahlung der Körper beziehen, nicht auf die prismatisch zerlegte.

Melloni fand zunächst ebenfalls, dass die Lage des Wärmemaximums im Sonnenspectrum vom Prisma abhänge, aber er fand auch die richtige Erklärung dafür. Er nahm ein grosses Wasserprisma, vor welchem sich eine Blende befand, so dass das Licht entweder nur an der Spitze des Prismas durchgehen konnte, also durch eine dünne Wasserschicht, oder mehr in der Mitte des Prismas, oder hart an der Basis. Er fand, dass je nach diesen Fällen das Maximum im Roth lag, oder an Stellen, die immer näher dem Gelb kamen, je dicker die Wasserschicht wurde, und schloss daraus ganz richtig, dass das Wasser die längeren Wärmewellen stark absorbire. Er bestätigte dies, indem er vor andere Prismen Wasserschichten brachte und dadurch auch den Ort des Maximums verschieben konnte. Also nur die verschiedene Absorption der verschiedenen Substanzen hatte die abweichenden früheren Resultate ergeben.[2])

26. Die wichtigste Förderung der Kenntnisse gelang ihm aber durch den Nachweis, dass die Wärmestrahlung nicht einheitlicher Natur, sondern aus zahlreichen verschiedenen Strahlen zusammengesetzt sei, wie das sichtbare Licht aus verschiedenen Farben. Je nach der Natur des emittirenden Körpers und je nach dessen Temperatur vor allen Dingen ändert sich quantitativ und qualitativ die Art der ausgesandten Strahlen, wieder ganz wie beim Lichte, so dass er von einer Farbe der Wärmestrahlen sprechen konnte. Ferner wies er nach, dass die verschiedenen Körper sich für den Durchgang von Wärmestrahlen gerade so verhalten, wie durchsichtige farblose oder farbige

1) Melloni hat seine Untersuchungen zusammengefasst in: La thermochrose ou la coloration calorifique. Bd. I. Neapel 1850. Seine Abhandlungen sind in sehr grosser Anzahl in den Schriften der Neapolitanischen Akademie und in den Ann. chim. et phys. u. in den C. R. in den Jahren 1831—1853 erschienen. Die wichtigsten sind: Recherches sur plusieurs phénomènes calorifiques entreprises au moyen du thermo-multiplicateur. Ann. chim. et phys. (2) **48**. p. 198—218 (1831). Sur une propriété nouvelle de la chaleur solaire (2) **48**. p. 385—395 (1831); hier giebt er die Aufklärung über die Lage des Maximums im Sonnenspectrum. Mém. sur la transmission libre de la chaleur rayonnante par différents corps solides et liquides, (2) **53**. p. 5—73 (1833). Hier führt er die Bezeichnungen diatherman u. s. w. ein, benutzt zuerst Prismen aus Steinsalz. Nouvelles recherches sur la transmission immédiate de la chaleur rayonnante par différents corps solides et liquides, (2) **55**. p. 337—397 (1833), hier findet er Durchsichtigkeit des Steinsalzes. Mémoire sur la constance de l'absorption calorifique exercée par le noir de fumée et par les métaux; et sur l'existence d'un pouvoir diffusif qui, par ses variations, change la valeur du pouvoir absorbant chez les autres corps athermanes. Ann. chim. et phys. (2) **75**. p. 337—388 (1840), auch C. R. **11**. p. 678—682 (1841).

2) Dass die Lage des Maximums auch wesentlich von der Art der Dispresion des Prismas abhängt, hat man erst viel später erkannt, zuerst vielleicht J. Müller.

Körper gegenüber dem Durchgang des Lichtes, d. h. so, dass von ihnen bestimmte Strahlen stark, andere schwach absorbirt werden, und er spricht daher von einer Wärmefärbung der Körper. Er machte auch die wichtige Entdeckung, dass Steinsalz und Flussspath für die Wärme farblos seien, d. h. alle Strahlen unabsorbirt hindurchlassen. Von dem Russ, von welchem man längst wusste, dass er Wärmestrahlung stark absorbire, glaubte er nachweisen zu können, dass er wirklich alle Strahlen jeder Wellenlänge absorbire, ein nicht minder wichtiges Resultat, als die Durchsichtigkeit des Steinsalzes, da auf dieser Annahme allein die Möglichkeit beruht, Wärmestrahlung zu messen.

Bei dieser vollständigen Parallelität der Wärme und Lichtstrahlung kam denn auch Melloni, nachdem er anfangs zwei verschiedene Strahlenarten angenommen hatte, schliesslich dazu, ein eifriger Verfechter der Ansicht zu werden, Licht und Wärmestrahlung seien identisch, und nur die verschiedenen Reagentien, die wir ihnen aussetzen, das Auge oder ein Thermoscop, bedingten die verschiedenen Wirkungen. Wenn wir nicht alle Wärmestrahlen sehen, so liege dies an der Construction des Auges; auch das Ohr sei nicht im Stande, alle Töne zu hören, zu tiefe und zu hohe brächten keine Wirkung hervor.

In späteren Jahren hat sich Melloni mit der Polarisirbarkeit der Wärmestrahlung[1]) und wieder mit der Wärmevertheilung im Sonnenspectrum[2]) beschäftigt. Er fand, wie schon vor ihm Seebeck, dass das Maximum nicht immer an derselben Stelle liege, und schloss auf veränderliche Absorption in der Erdatmosphäre. Seine letzten Arbeiten enthalten Streitigkeiten mit Masson und Jamin einerseits, mit Provostaye und Desains andererseits; sie enthalten nichts, was hier anzuführen wäre.

27. Inzwischen hatten sich auch andere mit der Untersuchung der Wärmestrahlung beschäftigt. Forbes[3]) hatte nachgewiesen, dass die Strahlung polarisirt werden könne; dann versuchte er[4]), Brechungsexponenten durch totale Reflexion am Steinsalz zu bestimmen. Dies misslang in sofern, als er bei verschiedenen Strahlungsquellen kaum Unterschiede der Brechungsexponenten fand, allerdings aber die Exponenten für Wärmestrahlen immer kleiner, als für sichtbare Strahlen. Seine Exponenten sind aber sowohl für die sichtbare als auch für die Wärmestrahlung sehr falsch. Endlich[5]) hat er sich mit dem Einfluss der Oberfläche auf die Emission beschäftigt. — Fizeau und Foucault[6]) wiesen die Interferenz der Wärmestrahlung nach, indem sie mit einem kleinen Alkoholthermometer, welches mit Microscop abgelesen wurde,

1) M. Melloni, Mémoire sur la polarisation de la chaleur. Ann. chim. et phys. (2) **61**. p. 375—410 (1836) und (2) **65**. p. 5—68 (1837).

2) M. Melloni, Expériences sur le rayonnement solaire. C. R. **35**. p. 165—168 (1852).

3) J. D. Forbes, On the refraction and polarisation of heat (Read. Jan. 1835). Edinburgh. Trans. **13**. I. p. 131—168 (1836); Researches on heat. Second series. Edinburgh. Trans. **13**. II. p. 446—471 (1836).

4) J. D. Forbes, Researches on heat. Third Series (Read. 1838). Edinb. Trans. **14**. I. p. 176—207 (1840).

5) J. D. Forbes, Researches on heat. Fourth Series. Edinb. Trans. **15**. I. p. 1—26 (1844).

6) H. Fizeau et L. Foucault, Recherches sur les interférences des rayons calorifiques C. R. **25**. p. 447—450 (1847).

die geringere Temperatur in Interferenzstreifen zeigten, welche durch zwei Spiegel oder durch Doppelbrechung oder durch Beugung an einem Rande hervorgerufen waren. Sie nehmen auch die Energiecurve des Sonnenspectrums auf und finden im Ultraroth einige Fraunhofersche Linien. Die Zeichnung giebt Fig. 9 wieder. Fizeau[1]) bestimmt dann mit Hülfe der Fraunhoferschen Werthe für H und B die Wellenlängen im Ultraroth, findet für die stärkste Absorptionsbande 1445 $\mu\mu$, für das Ende der Wärmewirkung 1940 $\mu\mu$. — Auch Knoblauch[2]), Masson[3]), Provostaye, Desains[4]) und Franz[5]) wären hier zu nennen: sie untersuchen theils die verschiedene Emission, theils die Absorption der Wärmestrahlen. Da sie aber qualitative Unterschiede der Strahlung nur durch das verschiedene Verhalten gegenüber absorbirenden Körpern nachweisen, nicht durch prismatische Zerlegung, so gehören ihre Arbeiten nicht eigentlich in unser Gebiet. Einige Arbeiten von Draper

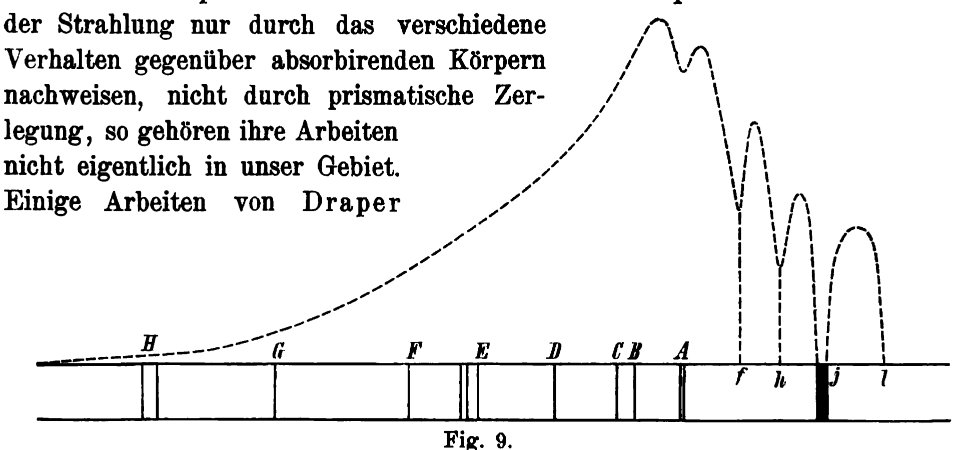


Fig. 9.

wollen wir nachher besprechen. Es wäre hier nur noch eine interessante Arbeit von Joh. Müller[6]) zu erwähnen, die einen der ersten Versuche einer Wellen-

1) H. Fizeau, Longueurs d'ondes des rayons calorifiques. Société philomatique, 11. Décembre 1847. Abgedruckt: Ann. chim. et phys. (5) **15**. p. 394—396 (1878).

2) K. H. Knoblauch, Ueber die Veränderung der strahlenden Wärme durch diffuse Reflexion. Pogg. Ann. **65**. p. 581—592 (1845). Untersuchungen über die strahlende Wärme. Pogg. Ann. **70**. p. 205—238 (1847); Pogg. Ann. **70**. p. 337—371 (1847); Pogg. Ann. **71**. p. 1—9 (1847). Doppelbrechung, Beugung und Polarisation der strahlenden Wärme, Pogg. Ann. **74**. p. 1—9, 161—190 (1848). Ueber den Einfluss, welchen Metalle auf die strahlende Wärme ausüben, Pogg. Ann. **101**. p. 161—213 (1857).

3) A. Ph. Masson et Courtépée, Sur les pouvoirs rayonnants des corps, C. R. **25**. p. 936—938 (1847); C. R. **27**. p. 532—533 (1848); A. Ph. Masson et Jamin, Mémoire sur la transmissibilité de la Chaleur, C. R. **31**. p. 14—18 (1850).

4) H. de la Provostaye et P. Q. Desains, Sur les lois du rayonnement de la chaleur. Ann. chim. et phys. (3) **12**. p. 129—135 (1844); Mémoire sur le rayonnement de la chaleur, Ann. chim. et phys. (3) **16**. p. 337—425 (1846), id. (3) **22**. p. 358—431 (1848); Mémoire sur la polarisation de la chaleur, id (3) **27**. p. 109—133 (1849), id. (3) **28**. p. 252—255 (1850). Weitere Abhandlungen stehen: Ann. chim. et phys. (3) **30**. p. 159—178, p. 267—276, p. 276—286, p. 451—493; (3) **32**. p. 112—127 (1851); (3) **34**. p. 192—254 (1852); C. R. **28**. p. 501—503 (1849); C. R. **34**. p. 951 (1852); C. R. **36**. p. 84—87 (1853); C. R. **37**. p. 168—171 (1853); C. R. **37**. p. 669—671 (1853); C. R. **38**. p. 440—443 (1854); C. R. **38**. p. 977—978 (1854) u. s. w.

5) R. Franz, Ueber die Diathermanität einiger Gasarten und gefärbter Flüssigkeiten. Pogg. Ann. **94**. p. 337—356 (1855); Untersuchungen über die Diathermansie einiger gefärbter Flüssigkeiten. Pogg. Ann. **101**. p. 46—68 (1857).

6) Joh. Müller, Wellenlänge und Brechungsexponent der äussersten dunklen Wärmestrahlen des Sonnenspectrums. Pogg. Ann. **105**. p. 337—359 und 543—547 (1858).

längenbestimmung im Ultrarothen enthält. Müller untersucht wieder einmal die Wärmevertheilung im Sonnenspectrum. Seine Einrichtung ist höchst unzweckmässig: er nimmt einen 3 mm breiten Spalt, setzt in 3 Zoll Entfernung das Prisma, von welchem aber nur ein kleiner Theil benutzt wird, indem er auf dessen Vorderseite einen Staniolspalt von 3 mm Breite klebt. Das sichtbare Spectrum ist 18 mm lang. Wie man sieht, ist sein Spectrum ausserordentlich unrein, die Spalte haben kaum einen Zweck. Er untersucht nun mit einer linearen Thermosäule die Wärmevertheilung für ein Prisma aus Flintglas und eins aus Steinsalz, die Fig. 10 giebt sein Resultat wieder: während für Glas das Maximum an der Grenze des Rothen liegt, rückt es für Steinsalz weit in's Ultraroth hinein. Das Wichtigste ist, dass Müller den Brechungsexponenten für die äusserste Wirkung im Ultraroth bestimmt. Er findet $n = 1{,}506$ und sucht daraus die Wellenlänge zu ermitteln. Die Cauchy sche Dispersionsformel ergiebt, wenn er aus den Brechungsexponenten für B und H die Constanten bestimmt, eine imaginäre Wellenlänge. Dagegen führt die Dispersionsformel von Redtenbacher: $\frac{1}{n^2} = a + b\lambda^2 + \frac{c}{\lambda^2}$ auf $\lambda = 48\,\mu$, während eine graphische Extrapolation auf $\lambda = 18\,\mu$ führt. Müller ist auch der erste, der sich klar macht, dass die Wärmevertheilung in einem prismatischen Spectrum noch gar keine Auskunft giebt, so lange nicht die Dispersion des betreffenden Prisma genau bekannt ist; wird ja doch mit veränderlicher Grösse der Dispersion das Spectrum zusammengedrängt oder aus einander gezogen,und damit die Wärmewirkung in den verschiedenen Theilen stark beeinflusst. Er sucht daher seine Messung für das Steinsalzprisma auf normales Spectrum zu reduciren, was ihn zu der in Fig. 11 reproducirten Curve führt. Das Maximum liegt danach im Gelb, wo auch das Maximum der Sichtbarkeit sich befindet. Aber sonst entspreche die Vertheilung der Wärme durchaus nicht der des Lichtes, sondern im Ultraroth liege viel mehr Wärme.

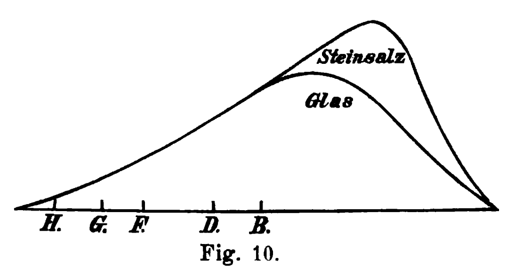


Fig. 10.

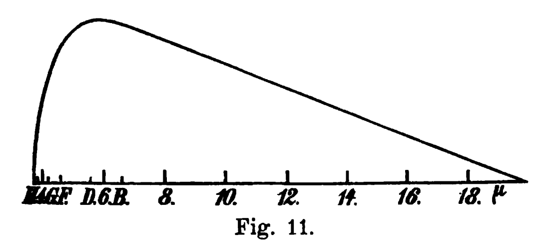


Fig. 11.

28. Es ist noch eine merkwürdige Abhandlung auf dem Gebiet der Wärmestrahlung zu besprechen. Sir J. F. W. Herschel[1]) theilte 1840 der Royal Society mit, dass es ihm gelungen sei, nicht nur die von seinem Vater entdeckte ultrarothe Strahlung sichtbar zu machen, sondern auch nachzuweisen, dass diese Strahlung discontinuirlich sei, durch kalte Stellen im Spectrum

1) J. F. W. Herschel, Account of a process for rendering visible the calorific spectrum by its effect on paper properly prepared, and of some further results obtained respecting the distribution of heat therein. Phil. Trans. 1840. I. p. 52—59.

unterbrochen. Er setzt dazu ein mit Russ geschwärztes, dann mit Alkohol befeuchtetes Papier dem Spectrum aus. Wo die Wärmewirkung am grössten ist, trocknet der Alkohol zuerst, es entsteht ein deutlich sichtbarer Trockenfleck, dessen Maximum im Ultraroth liegt. Befeuchtet man das Papier mehrere Male von neuem, während das Sonnenspectrum fortwährend darauf wirkt, so zeigen sich im weiteren Ultraroth noch mehrere ganz isolirte Flecke, die allerdings allmählich mit dem Hauptfleck zusammenfliessen. Fig. 12 giebt eine Reproduction der Herschelschen Zeichnung, welche freilich nur ein ideales Bild darstellt, da die Flecken γ, δ, ε nach einander erscheinen. Zur Orientirung im Spectrum dienen die darunter gezeichneten Spectren, von welchen das erste das sichtbare Spectrum darstellt, das zweite das durch Cobaltglas hindurchgelassene. Das Prisma bestand aus Flintglas. Herschel nimmt dann noch Prismen aus verschiedenen anderen Substanzen, wobei die letzten Flecken weniger oder gar nicht auftreten.

Herschel meint, die Zwischenräume zwischen den Trockenflecken seien eine Folge von Absorption in der Sonnen- oder Erdatmosphäre, d. h. sie ent-

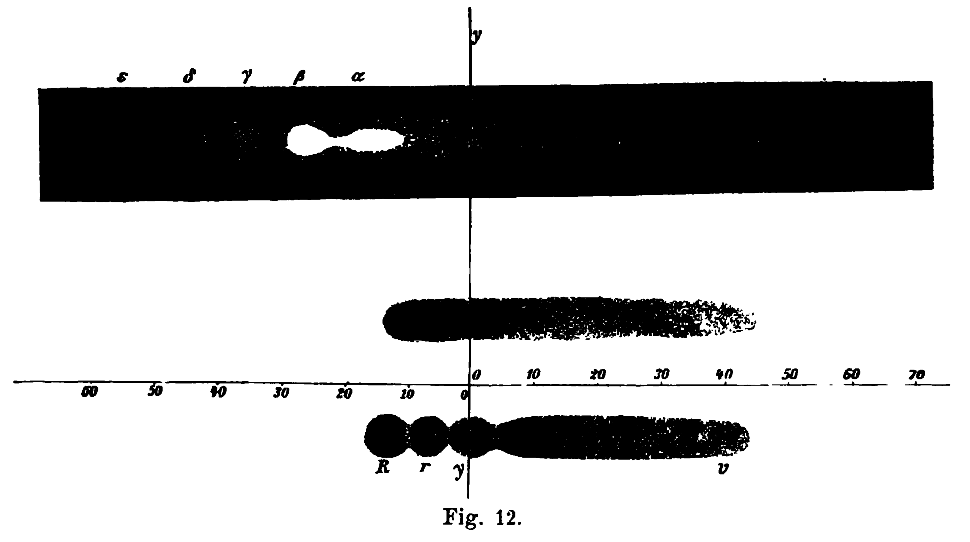


Fig. 12.

sprächen Fraunhoferschen Linien. Dagegen wendet sich Melloni[1]), der sie durch Absorption in der Substanz der Prismen erklären will. Es scheint indessen, als beruhe die ganze Beobachtung nur auf Versuchsfehlern. Rayleigh[2]) hat im Jahre 1877 die Versuche wiederholt und findet, dass solche Flecken überhaupt nicht auftreten. Er ist geneigt, ihren Ursprung Strahlen zuzuschreiben, welche nach mehrfachen inneren Reflexionen im Prisma austreten. Das Urtheil eines so vortrefflichen Experimentators scheint mir entscheidend zu sein. Uebrigens ist auch Draper[3]) die Wiederholung des Versuchs nicht gelungen.

1) M. Melloni, Sur la nouvelle méthode thermographique de M. Herschel, et sur son application au spectre solaire. Ann. chim. et phys. (2) **74.** p. 18—25 (1840).

2) Lord Rayleigh, On the lower limit of the prismatic spectrum, with especial reference to some observations of sir John Herschel. Phil. Mag. (5) **4.** p. 348—353 (1877).

3) J. W. Draper, On the phosphorograph of a solar spectrum, and on the lines of its infra-red region. Proc. Americ. Acad. **16.** p. 223—234 (1881), auch Phil. Mag. (5) **11.** p. 157—169 (1881).

29. Fassen wir die ganze Entwickelung dieses Gebietes der Wärmestrahlung zusammen, die wir so kurz bis zum Ende der fünfziger Jahre verfolgt haben, so war festgestellt, dass solche Strahlung im ganzen Spectrum und weit über seine rothe Grenze hinaus existirt. Man wusste, dass diese Strahlen sich genau wie sichtbare Lichtstrahlen reflectiren, brechen, polarisiren, zur Interferenz bringen lassen. Man wusste ferner, dass die Körper je nach ihrer Temperatur verschieden viele und verschieden geartete Strahlen, d. h. solche von verschiedener Wellenlänge, aussenden, dass bei derselben Temperatur verschiedene Körper sich unterscheiden in Bezug auf Absorption, Emission und Reflexion dieser Strahlen. Man war immer allgemeiner auf den Standpunkt gekommen, Wärmestrahlung als identisch mit der Lichtstrahlung anzusehen, sich also zu denken, die Körper sendeten bei mässiger Temperatur nur lange, auf unser Auge nicht wirkende Wellen aus. Bei gesteigerter Temperatur kommen immer kürzere Wellen hinzu, bis schliesslich der Körper sichtbare rothe Strahlen zu emittiren beginnt, zu denen dann grüne, blaue, violette hinzukommen, bis der Körper weissglühend ist und ein continuirliches Spectrum emittirt.

30. Diese letzte Thatsache war namentlich durch eine vortreffliche Untersuchung von John William Draper[1]), dessen sonstige Arbeiten wir an einer anderen Stelle besprechen werden, festgestellt worden. — Man hatte schon viel früher die Vermuthung, dass Körper bei einer bestimmten Temperatur anfangen zu leuchten; schon Newton macht eine derartige Temperaturangabe; man hatte auch wohl nach Versuchen von Wedgewood schon die Meinung ausgesprochen, alle Körper begönnen bei derselben Temperatur zu leuchten. Aber erst Draper suchte diese Fragen experimentell zu entscheiden und fand die richtige Antwort, welche sich später als eine Consequenz des Kirchhoffschen Gesetzes herausstellen sollte. Draper erhitzt in einem Gewehrlauf Platin, Kalk, Marmor, Flussspath, Messing, Antimon, Kohle, Blei, und findet, dass sie alle bei derselben Temperatur anfangen, sichtbar zu werden, ihre Färbung ändern und schliesslich weissglühend werden. Es ist freilich zu bemerken, dass dieser Versuch in Wahrheit gar nichts beweist: die Körper befinden sich sämmtlich in demselben Hohlraum, und senden nicht nur eigenes Licht aus, sondern reflectiren auch fremdes. Und zwar lehrt das Kirchhoffsche Gesetz, dass sie gerade dasjenige Licht reflectiren, welches sie nicht emittiren, da sie dies ja auch nicht absorbiren. So müssen die Körper, auch wenn sie qualitativ oder quantitativ sehr verschiedenes Licht emittirten, doch scheinbar gleich emittiren. Das konnte indess Draper nicht wissen. — Wichtiger ist der zweite Theil seiner Untersuchung: er betrachtet das Spectrum des Lichtes, welches von festen Körpern bei verschiedenen Temperaturen ausgesandt wird. Die Temperatur suchte er mittelst der Verlängerung eines Platinstreifens, der zum Glühen erhitzt wurde, zu ermitteln, und giebt sie in Graden Fahrenheit an. Wir wollen uns hier nicht mit seinen Resultaten im Speciellen beschäftigen, das soll später geschehen, wenn die

1) J. W. Draper, On the production of light by heat. Phil. Mag. (3) **30**. p. 345—360 (1847).

modernen Versuche auf demselben Gebiete besprochen werden. Nur soviel sei gesagt, dass er findet, dass bei 977 ° F. (525 ° C.) ein Platinstreif sichtbar wird durch lange Wellen, dass bei steigender Temperatur immer kürzere Wellen hinzukommen. Ein Spectrum ist erst bei 1095 ° F. (570 ° C.) sichtbar, reicht von etwa B bis E. Bei 2130 ° F. (1221 ° C.) erstreckt sich das Spectrum von A bis K. Nebenstehende Figur 13 veranschaulicht diese Resultate.

31. Wir haben gesehen, dass ungefähr gleichzeitig mit der Entdeckung der ultrarothen Strahlung durch Herschel auch eine solche der ultravioletten durch Ritter[1]) stattgefunden hatte. Ritter fand, dass die Reduction des Chlorsilbers jenseits des violetten Endes des Spectrums am stärksten sei, nach dem sichtbaren Theil hin abnehme, im Grün ganz aufhöre. Im rothen Lichte trete eine Oxydation ein, oder wenigstens eine Retardation von gleichzeitig erregter Reduction. Der erste, der dies bestätigte, war Wollaston[2]), der mit Guajacharz operirte, fand, dass dasselbe im Violett und darüber hinaus grün gefärbt werde, im Brennpunkt der rothen und ultrarothen Strahlen dagegen wieder entfärbt werde. In demselben Jahre lieferte Young[3]) den wichtigen Beweis, dass diese unsichtbaren, chemisch wirkenden Strahlen den Gesetzen der Interferenz unterworfen seien: er projicirte nämlich Newtonsche Ringe auf Chlorsilberpapier, auf welchem abwechselnd helle und dunkle Ringe entstanden. Der Durchmesser dieser Ringe ergab sich etwas kleiner, als der von Ringen, die mit sichtbarem violettem Lichte erzeugt waren, d. h. sie entsprachen kleinerer Wellenlänge. 1810 fügte Seebeck[4]) eine neue, damals freilich weder verstandene noch beachtete Thatsache hinzu, die Möglichkeit der farbigen Photographie. Seebeck führt in Göthes Farbenlehre aus, dass Chlorsilber im Spectrum nicht nur geschwärzt, sondern gefärbt werde, und zwar im Ultraviolett und Violett röthlich braun, im Blau blaugrau, im gelb bleibe es unverändert, im Roth und darüber hinaus werde es röthlich. „Bei einzelnen Prismen", nämlich solchen aus Flintglas, „fiel diese Röthung ganz ausserhalb des Roth des Spectrums; es waren dies solche, bei welchen die stärkste Erwärmung ausser dem Roth statt hatte."[5])

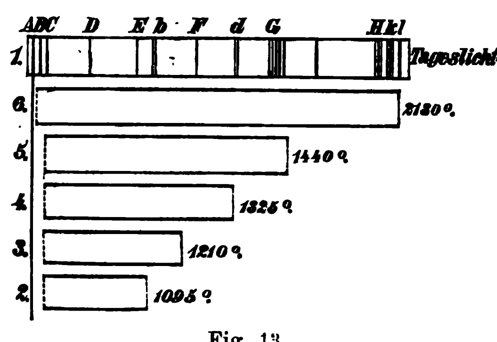


Fig. 13.

1) J. W. Ritter, Gilbert's Ann. 7. p. 527 (1801), ausführlicher: Versuche über das Sonnenlicht, Gilb. Ann. 12. p. 409—415 (1803).

2) W. Hyde Wollaston, On certain chemical effects of light, Nicholson's Journal 8. p. 293—297 (1804)*, auch Gilbert's Ann. 39. p. 291—299 (1811).

3) Th. Young, Experiments and calculations relative to physical optics. Phil. Trans. Roy. Soc. London 1804. p. 1—16, auch Gilb. Ann. 39. p. 262—284 (1811).

4) Th. J. Seebeck, Göthes Farbenlehre, historischer Theil. II. — Weimarer Ausgabe. Abth. II. Bd. 4. p. 337 ff.

5) Th. J. Seebeck, Abhandl. d. Berl. Akad. 1818—1819. p. 305—350.

Auch **Berard**[1]) beschäftigte sich mit den chemischen Wirkungen des Sonnenspectrums, ohne etwas wesentlich Neues hinzuzufügen.

32. Aus den beiden folgenden Jahrzehnten haben wir keine spectroscopischen Arbeiten auf photographischem Gebiete zu nennen. Es war dies die Zeit, in welcher die photographischen Verfahren theils entwickelt, theils neu entdeckt wurden. Namentlich das Jahr 1839 war reich an Erfolgen: Fox Talbot erfand das Chlorsilberpapier, Herschel empfahl das unterschwefligsaure Natron zum Fixiren der Bilder, Niepce und Daguerre entdeckten die Daguerreotypie. Diese ganze Entwickelungsgeschichte der Photographie geht uns indessen nur indirect an; es sei daher nur ganz beiläufig noch erwähnt, dass 1847 Niepce de St. Victor Glasplatten für die Negative einführte, 1850 das Collodiumverfahren von Archer angegeben wurde. Dies Verfahren ist bekanntlich bis Mitte der siebziger Jahre im Gebrauch geblieben, wo die Gelatinetrockenplatten eingeführt wurden.

Die chemische Wirkung verschiedenfarbiger Strahlen war bis 1840 meist durch farbige Gläser oder andere absorbirende Substanzen untersucht worden. Erst J. F. W. Herschel[2]) kehrte wieder zum Sonnenspectrum zurück. In einer wichtigen Abhandlung zeigt er, dass rothes Licht dem violetten entgegenwirke, d. h. schwache Schwärzung beseitigen könne; er findet, dass vorher schwach belichtetes photographisches Papier sich in den auffallenden Spectralfarben färben könne; er entdeckt, dass unter Umständen das Licht jenseits des violetten Endes sichtbar sei, und führt für die Farbe dieses Lichtes den Namen lavendelgrau ein. Er sucht, das Sonnenspectrum mit den Fraunhoferschen Linien zu photographiren, doch gelingt ihm das nicht. Fast gleichzeitig erschien eine höchst wunderliche Abhandlung von Hunt[3]), welche die erste veröffentlichte Daguerreotypie des Sonnenspectrums enthält. Sie ist des historischen Interesses wegen in der nebenstehenden Fig. 14 reproducirt. Wie dieses Bild entstanden sein mag, ist ganz unklar. Man sieht einen

Zerstreutes Licht.
Schwarzes Band.
Rosa Schein.
Purpur
Grün.
Schwarz.
Weiss.
Weiss mit grünlich.
Schwarzes Band.
Zerstreutes Licht.

Sichtbares Spectrum
Violett.
Indigo.
Blau.
Grün.
Gelb.
Orange.
Roth
Ultra Roth.

Fig. 14.

1) J. E. Berard, Mémoire sur les propriétés des différentes espèces de rayons qu'on peut séparer au moyen du prisme de la lumière solaire. Mém. de la soc. d'Arcueil **3**. (1817)*.

2) J. F. W. Herschel, On the chemical action of the rays of the solar spectrum on preparations of silber and other substances, both metallic and non metallic, and on some photographic processes. Phil. Trans. 1840. I. p. 1—59.

3) R. Hunt, Experiments and observations on light which has permeated coloured media, and on the chemical action of the solar spectrum. Phil. Mag. (3) **16**. p. 267—275 (1840).

dunklen Rand den am stärksten wirkenden Theil des Spectrums umziehen, und Hunt meint, die Strahlen, welche ihn gebildet hätten, kämen vom Rande der Sonne her, dieser Sonnenrand müsse daher eine ganz besondere Art von Strahlen aussenden!

33. Eine vortreffliche Photographie (Fig. 15) des Sonnenspectrums mit den Fraunhoferschen Linien lieferte dagegen E. Becquerel.[1]) Er setzt hinter den Spalt in 2 m Abstand erst das Prisma, dann eine Linse von 1 m Brennweite, welche das Spectrum auf einer Daguerreplatte entwirft. Die Wirkung beginnt dann zuerst zwischen F und H, und breitet sich allmählich nach dem Ultraviolett aus, während in den zuerst afficirten Theilen Ueberexposition eintritt. Aus verschieden lange belichteten Platten kann er das Sonnenspectrum zusammensetzen und bis weit ins Ultraviolett zeichnen, und er versieht die stärksten der hier liegenden Linien mit Buchstaben von I bis P, nennt das Ende Z. Bei sehr langer Belichtung beginnt auch im Grün, Gelb und Roth eine chemische Wirkung durch diffuses Licht, so dass er schliesslich auch das rothe Ende des Spectrums, sogar etwas über A hinaus erhält. Becquerel versucht noch eine ganze Anzahl anderer lichtempfindlicher Substanzen ausser der Daguerreplatte, keine giebt so gute Resultate, aber alle zeigen die nämlichen Fraunhoferschen Linien.

Fig. 15.

34. Es ist selbstverständlich, dass nach Entdeckung der chemischen Wirkung im Ultraviolett die Vermuthung der Existenz einer neuen Strahlenart im Sonnenlichte ausgesprochen worden war, grade so, wie in betreff der ultrarothen Strahlen. Ritter selbst zweifelte nicht, dass diese actinischen Strahlen, wie sie später von Herschel[2]) genannt wurden, vom Lichte ganz verschieden seien, da ja ihre maximale Wirkung an einer anderen Stelle liege, als die der optisch wirksamen Strahlen. Auf Grund der Berardschen Versuche vertrat Biot[3]) wohl als erster den Standpunkt der Identität der Wärme-, optischen und actinischen Strahlen, welche nur je nach dem Reagens verschieden wirkten. Brewster und die meisten anderen Physiker dagegen

---

1) Edm. Becquerel, Mémoire sur la constitution du spectre solaire, présenté à l'académie des sciences, dans sa séance du 13. juin 1842. Biblioth. Univ. de Genève **40**. p. 341–367 (1842).

2) Siehe R. Hunt, Phil. Mag. (3) **27**. p. 25–35 (1845).

3) J. B. Biot, Traité de Physique expérimentale et mathématique. Tome IV. p. 600—617. Paris 1816.

theilten diesen Standpunkt nicht. Erst Becquerel[1]) spricht wieder entschieden die Ansicht aus, dass es nur eine Art von Strahlen gebe, welche Licht, Wärme, chemische Wirkung, Phosphorescenz hervorrufen.

Auf den entgegengesetzten Standpunkt gelangt durch seine Versuche J. W. Draper, dessen Arbeiten ungefähr gleichzeitig mit denen Becquerels sind. Draper[2]) theilt mit, dass er schon im Jahre 1834 ohne Erfolg versucht habe, das Sonnenspectrum auf mit Bromsilber überzogenem Papier zu photographiren. Erst 1842 gelang ihm eine solche Photographie auf einer Daguerreplatte, welche zwar der Becquerelschen Aufnahme nachsteht, aber in sofern ihr überlegen ist, als sie ins Ultrarothe hineinreicht, und dort drei dunkle Streifen zeigt, welche Draper mit α, β, γ bezeichnet. (Siehe die nebenstehende Fig. 16.) Im folgenden Jahre[3]) gelingt es ihm sogar, das Beugungsspectrum zu photographiren: ein in Glas geritztes Gitter belegt er auf der Rückseite mit Staniol, und benutzt es so als Reflexionsgitter. Die erhaltenen Photographien sind indessen nicht veröffentlicht worden.

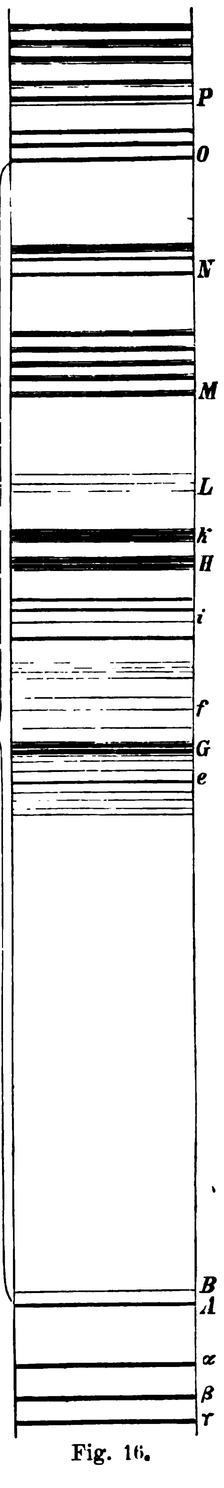


Fig. 16.

35. Wenn so die Arbeiten Drapers eine ganze Reihe wichtiger Fortschritte bringen, so sind doch die Anschauungen, welche er entwickelt, fast durchweg recht verkehrte. In sehr zahlreichen Abhandlungen[4]) betrachtet er Aehnlichkeiten und Unterschiede zwischen Wärme-, Licht- und actinischen Strahlen, und schliesst, sie seien

---

1) E. Becquerel, Des effets produits sur les corps par les rayons solaires. C. R. **17**. p. 882—884 (1843) und Ann. chim. et phys. (3) **9**. p. 257—322 (1843). Hier untersucht Becquerel photographisch die Durchlässigkeit zahlreicher flüssiger und fester Körper für ultraviolettes Licht.

2) J. W. Draper, On certain spectral appearences and on the discovery of latent light, Phil. Mag. (3) **21**. p. 348—350 (1842). On a new system of inactive tithonographic spaces in the solar spectrum analogous to the fixed lines of Fraunhofer. Phil. Mag. (3) **22**. p. 360—364 (1843). Vergl. auch: Draper, Early contributions to spectrum photography and photo-chemistry. Nat. **10**. p. 243—244 (1874).

3) J. W. Draper, On the interference spectrum, and the absorption of the tithonic rays. Phil. Mag. (3) **26**. p. 465—478 (1845). Siehe auch: On the diffraction spectrum. — Remarks on M. Eisenlohr's recent experiments. Phil. Mag. (4) **13**. p. 153—156 (1857).

4) J. W. Draper, On some analogies between the phaenomena of the chemical rays and those of radiant heat, Phil. Mag. (3) **19**. p. 195—210 (1841). — On a new imponderable substance, and on a class of chemical rays analogous to the rays of dark heat, Phil. Mag. (3) **21**. p. 453—461 (1842). On the decomposition of carbonic acid gas and the alkaline carbonates, by the light of the sun; and on the tithonotype. Phil. Mag. (3) **23**. p. 161—176 (1843). Siehe auch die unter 2. und 3. genannten Abhandlungen.

total verschieden. Für letztere führt er den Namen „tithonische Strahlen" ein. Er nimmt noch die Existenz einer vierten Strahlenart im Sonnenlichte an, welche die Phosphorescenz hervorrufen, und welche er phosphorogenische Strahlen nennt. Vollkommen berechtigt war dagegen die Ansicht, welche Draper[1]) wohl zuerst ausgesprochen hat, und welche er experimentell zu beweisen sucht, dass nur diejenigen Strahlen chemisch wirken, welche absorbirt werden.

36. Aus den folgenden Jahren sind zwei Arbeiten von Fizeau und Foucault zu nennen: in der ersten[2]) messen sie die Gesammtintensität der chemischen Strahlung in verschiedenen Lichtquellen, indem sie die Zeit bestimmen, welche nöthig ist, um einen ersten Eindruck auf Daguerreplatten zu erzeugen. Sie finden, dass wenn man die Intensität der Sonnenstrahlung 1000 nennt, die der Bogenlampe zwischen 235 und 385 liegt, und unabhängig ist von der electromotorischen Kraft der Stromquelle, aber wächst mit der Stromstärke; die Intensität des Kalklichtes liegt unter 7. In der zweiten Abhandlung[3]) entwerfen sie ein Sonnenspectrum auf einer vorher schwach belichteten Daguerreplatte. Bei Entwickelung tritt das Spectrum im Ultraviolett bis zur Linie O auf, im Roth und Ultraroth dagegen entwickeln sich nur die Stellen, wo Fraunhofersche Linien hingefallen waren. Sie schliessen daraus, wie es schon Ritter und viele andere gethan hatten, dass das rothe Licht oxydirend wirke. Sie erkennen, dass A nicht eine einfache Linie sei, sondern sehen sie als Doppellinie. Im Ultraroth finden sie 4 Stellen, welche sie mit 1 bis 4 bezeichnen, wo plötzliche Intensitätsänderungen stattfinden, d.h. Fraunhofersche Linien liegen.

Die Frage, wie die verschiedenen Farben auf die Silbersalze wirken, hatte die Physiker viel beschäftigt, aber sie liegt uns hier zu fern, als dass wir die Arbeiten darüber besprechen könnten; es sei nur erwähnt, dass Becquerel[4]) keinen Gegensatz zwischen den kurzen und den langen Wellen gelten lassen wollte, sondern sie unterschied als rayons excitateurs und rayons continuateurs. Danach sollten die langen Wellen nicht im Stande sein, selbst Reduction hervorzubringen, wohl aber einmal eingeleitete fortzusetzen.

Unter den sonstigen Arbeiten aus dieser Zeit wären noch folgende zu nennen: Draper[5]) wandte die Erscheinung, dass Chlor und Wasserstoff sich im

1) Siehe unter 3 vorige Seite und Draper, On the chemical action of light. Phil. Mag. (4) **1**. p. 368—393 (1851).

2) H. L. Fizeau et L. Foucault, Recherches sur l'intensité de la lumière émise par le charbon dans l'expérience de Davy. C. R. **18**. p. 746—754 (1844), auch Pogg. Ann. **63**. p. 463—476 (1844).

3) L. Foucault et H. L. Fizeau, Observations concernant l'action des rayons rouges sur les plaques daguerriennes. C. R. **23**. p. 679—682 (1846).

4) E. Becquerel, Mémoire sur le rayonnement chimique qui accompagne la lumière solaire et la lumière électrique. C. R. **11**. p. 702—703 (1841); dagegen z. B. J. W. Draper, Remarks on the existence and mechanism of the negative or protecting rays of the sun. Phil. Mag. (3) **30**. p. 87—93 (1847), und A. Claudet, Phil. Mag. (3) **32**. p. 88—98 und 199—206 (1848).

5) J. W. Draper, Description of the Tithonometer, an instrument for measuring the chemical force of the indigo-tithonic rays. Phil. Mag. (3) **23**. p. 401—415 (1843).

Lichte zu Salzsäure verbinden, zur Construction eines Instrumentes an, welches die chemische Intensität der Strahlen zu messen geeignet war. Er nannte es Tithonometer, und fand mit ihm das Maximum der Wirksamkeit im Sonnenspectrum im Indigo. Bekanntlich haben später Bunsen und Roscoe das Instrument vervollkommnet. — Verschiedene Beobachter fanden wieder, wie schon Seebeck, dass unter Umständen das Spectrum nicht nur eine Schwärzung der empfindlichen Substanzen hervorbringt, sondern eine Färbung, die mehr oder weniger der Farbe der zersetzenden Strahlen entspricht; es wäre hier Hunt[1]) zu nennen, namentlich aber Becquerel[2]), der das vorbelichtete Silberchlorür besonders geeignet fand, und sehr gute Spectralaufnahmen gemacht haben soll. Die Erklärung der Erscheinung wurde erst später gefunden.

Schliesslich seien noch zwei recht dürftige Versuche, das Sonnenspectrum zu photographiren, von deutschen Physikern, erwähnt: Joh. Müller[3]) erzeugte ein solches in einer Länge von 11,5 cm, welches bis zur Linie p von Stokes reichte, aber ganz unscharf ist. Etwas später[4]) benutzte er Quarzapparate, kommt bis S, aber die Spectra sind nicht besser. Noch werthloser war ein photographisches Beugungsspectrum von Eisenlohr[5]), welches nur 1,5 cm lang war, und bis zur Wellenlänge 345 $\mu\mu$ reichte. Das Gitter war von Schwerd in Russ auf Glas geritzt und besass etwa 27 Linien pro mm.

37. Es war schon sehr lange bekannt, dass die Strahlen der Sonne nicht nur leuchtende und wärmende und chemische Wirkungen hervorbringen, sondern dass sie auch die Fähigkeit besitzen, einzelne Körper ohne Temperatursteigerung selbstleuchtend zu machen. Namentlich Canton[6]) hatte gelehrt, wie man aus Austerschalen und Schwefel solche Leuchtsteine, den sog. Cantonschen Phosphor herstellen könne. Er beobachtete auch schon, dass, wenn man eine solche Substanz nach der Belichtung erwärme, sie viel stärker phosphorescire, aber schneller dunkel werde. Seebeck[7]) fand, dass kurze Wellen das Leuchten am besten hervorrufen, rothe aber das Leuchten vernichten. Dann zeigte Osann[8]), der unter farbigen Gläsern belichtete, dass das ausgestrahlte Licht immer das gleiche sei, er fand wieder, dass blaues und violettes Licht am stärksten wirke, dass Erwärmung das Leuchten erhöhe. Er meint, die Körper saugten den Lichtstoff auf, gäben einen Theil davon gleich ab, einen anderen hielten sie fester, so dass er nur durch Wärme auszutreiben sei. Talbot[9])

---

1) R. Hunt, Contributions to actino chemistry. Phil. Mag (3) **27**. p. 25—35 (1845).

2) E. Becquerel, De l'image photographique colorée du spectre solaire. Ann. chim. et phys. (3) **22**. p. 451—459 (1848).

3) Joh. Müller, Photographirte Spectra. Pogg. Ann. **97**. p. 135—138 (1856).

4) Joh. Müller, Die Photographie des Spectrums. Pogg. Ann. **109**. p. 151—157 (1860).

5) W. Eisenlohr, Die Wellenlänge der brechbarsten und der auf Jodsilber chemisch wirkenden Strahlen. Pogg. Ann. **99**. p. 159—165 (1856).

6) J. Canton, An easy method of making a phosphorus, that will imbibe and emit light, like the Bolognian stone; with experiments and observations. Phil. Trans. **58**. p. 337—344 (1768).

7) Göthes Farbenlehre, Historischer Theil II. — Weimarer Ausgabe. II. Abth. 4. Bd. p. 323 ff.

8) G. Osann, Versuche über Phosphorescenz durch Insolation, und Beschreibung eines neuen Photometers. Pogg. Ann. **33**. p. 405—426 (1834).

9) F. Talbot, On the nature of light. Phil. Mag. (3) **7**. p. 113—118 (1835).

dagegen erklärt, die Emission der phosphorescirenden Körper unterscheide sich nur dadurch von der der erhitzten, dass die kleinsten Theilchen der ersteren auch in kaltem Zustande so schnelle Schwingungen ausführen, dass sie den umgebenden Lichtäther beeinflussen, während die übrigen Körper das nur bei hoher Temperatur können.

38. Inzwischen war eine verwandte Erscheinung, die Fluorescenz, von Brewster[1]) beobachtet, wenn auch nicht verstanden worden. Er hatte, um Newtons Theorie der Körperfarben als Farben dünner Blättchen zu prüfen, das Absorptionsspectrum von Chlorophyll beobachtet. Dabei bemerkte er, dass der durchgegangene Strahl roth aussieht; er sagt, dies sei eine „opalescence or imperfect transparency“, dieselbe Erscheinung zeige sich auch sehr schön im Flussspath und in fast allen vegetabilen Flüssigkeiten, fast nie in chemischen Flüssigkeiten oder Gläsern. Erst im Jahre 1838 kommt Brewster[2]) auf die Erscheinung zurück, indem er der British association die Versuche mit Flussspath vorführt; am schönsten komme die Erscheinung heraus, wenn man mittelst einer Linse einen Lichtkegel in dem Krystall entstehen lasse. Auch jetzt wurde die Sache nicht weiter verfolgt, bis Herschel[3]) einen weiteren Fall der Fluorescenz beim Chininsulfat beobachtete. Dieses sende belichtet ein merkwürdiges blaues Licht aus, welches nur von den obersten Schichten zu kommen scheine, und ihn an das Licht des Flussspathes erinnere. — In einer zweiten Abhandlung[4]) nennt er die Erscheinung epipolische Dispersion. Er findet, dass sie verschwindet, wenn man das auffallende Licht vorher durch Chininsulfat gehen lasse, kann aber nicht nachweisen, wie dadurch dies Licht verändert werde, da er die Absorption im Ultraviolett natürlich nicht beobachten kann. Das epipolisirte Licht, d. h. das Fluorescenzlicht, zeige ein continuirliches Spectrum ohne Roth und Gelb. Nach einer Mittheilung von Graham zeige auch Aesculin und Colophon dieselbe Erscheinung. Brewster[5]) wendet sich gegen die Erklärung und die Bezeichnung von Herschel. Die Erscheinung sei nicht auf die Oberfläche beschränkt, sondern komme aus dem Innern der Substanzen her; er benutzt nämlich concentrirte Lichtkegel, die natürlich tiefer eindringen. Er vermehrt die Liste der fluorescirenden Substanzen durch Guajacharz in Alkohol, Strychninsulfat, viele Oele, Uranglas, und meint, die Erscheinung beruhe auf innerer totaler Reflexion an ungleichartigen Schichten.

39. Eine Aufklärung über diese Erscheinungen wird erst durch zwei

1) D. Brewster, On the colours of natural bodies (Read. Dec. 1833). Trans. Roy. Soc. Edinburgh. **12.** III. p. 538—545 (1834), auch Rep. Brit. Ass. 1832. p. 547—548.

2) D. Brewster, On the new phenomenon of colour in certain specimens of fluor spar. Rep. Brit. Ass. 1838, Not. and abstr. p. 10—12.

3) J. F. W. Herschel, Ἀμόρφωτα, No. I: On a case of superficial colour presented by a homogeneous liquid internally colourless. Phil. Trans. 1845. I. p. 143—145.

4) J. F. W. Herschel, Ἀμόρφωτα, No. II. — On the epipolic dispersion of light, being a supplement to a paper entitled; „On a case . . . . . Phil. Trans. 1845. I. p. 147—153.

5) D. Brewster, On the decomposition and dispersion of light within solid and fluid bodies (Read Febr. 1846). Edinb. Trans. **16**, II. p. 111—121 (1849) auch Phil. Mag. (3) **32**. p. 401—412 (1848).

vortreffliche Abhandlungen von Stokes gegeben. Er weist zunächst[1]) nach, dass die Wirkung auf Chininsulfat durch ultraviolette Strahlen hervorgebracht wird, welche dabei absorbirt werden, und ist im Stande, durch Auffangen eines Sonnenspectrums auf einem fluorescirenden Schirme den ultravioletten Theil desselben sichtbar zu machen und zu zeichnen. Da er die Fraunhofer schen Linien desselben weder mit der Photographie von Draper, noch mit einer Photographie von Silbermann (dieselbe scheint nie publicirt worden zu sein, wenigstens habe ich in der Litteratur nichts darüber finden können) identificiren kann, so führt er für die stärksten Linien neue Buchstaben ein von k bis p. Er nennt die Erscheinung in der ersten Abhandlung dispersive Reflexion, würde aber lieber den Namen Fluorescenz einführen, abgeleitet von fluor-spar, wie Opalescenz von Opal, und nimmt in der zweiten Arbeit diesen Namen definitiv an, der ja auch der Erscheinung verblieben ist. Zahlreiche Substanzen werden untersucht und erweisen sich wirksam. Dabei findet sich dann, dass namentlich die Theile des auffallenden Lichtes stark erregend wirken, welche absorbirt werden. Das erregte Fluorescenzlicht hat nicht stets dieselbe Farbe, sondern hängt bis zu einem gewissen Grade von der Wellenlänge des erregenden Lichtes ab, aber stets ist die Wellenlänge des erregten Lichtes grösser, als die des erregenden (Stokessche Regel). Das beweist er noch genauer mit der Methode der gekreuzten Prismen. Er zeigt dann die Brauchbarkeit der Fluorescenz, um die Durchlässigkeit verschiedener Substanzen für ultraviolettes Licht zu untersuchen, und ebenso, um in Lichtquellen die Anwesenheit solchen Lichtes zu finden. So errege die kaum leuchtendeAlkoholflamme stark, sie müsse also reichlich kurze Wellen aussenden (die Cyanbanden); die Wasserstoffflamme scheine noch kürzere Wellen zu enthalten (die Wasserdampfbanden). Starke electrische Funken und Blitze[2]) seien sehr wirksam. — Glas absorbirt die wirksamen Strahlen einer Spirituslampe sehr stark, Quarz gar nicht; das Ende des Sonnenspectrums im Ultraviolett sei wahrscheinlich nur durch Absorption in dem Glase des Apparates bedingt, mit Quarzapparaten würde man es weiter verfolgen können. Das bestätigt denn in der That der Versuch. Ueber den Ursprung der Erscheinung sagt Stokes: „Nichts scheint natürlicher, als anzunehmen, dass die auffallenden Schwingungen des Lichtäthers Schwingungsbewegungen unter den kleinsten Theilchen der empfindlichen Substanz hervorrufen, und dass nun die Moleküle, selbst schwingend, Schwingungen im Lichtäther hervorrufen und so die Lichtempfindung bedingen. Die Schwingungsdauer dieser Schwingungen hängt von den Perioden ab, in denen die Moleküle schwingen können, nicht von der Periode des einfallenden Lichtes." — „Wahrscheinlich sind die Molekularschwingungen, durch welche das Fluorescenzlicht hervorgebracht wird, nicht Schwingungen, durch welche sich die Moleküle unter einander bewegen, sondern Schwingungen zwischen den constituirenden Theilen der Moleküle selbst, aus-

1) G. G. Stokes, The change of refrangibility of light. Phil. Trans. 1852. II. p. 463—562.

2) Später fügt T. R. Robinson das Nordlicht dieser Liste bei: On fluorescence produced by the aurora. Phil. Mag. (4) 15. p. 326—327 (1858).

geführt in Folge der inneren Kräfte, welche die Theile des Molekels zusammenhalten." Stokes sucht dann noch die nach ihm benannte Regel mechanisch zu erklären durch die Annahme, dass es sich nicht um unendlich kleine Schwingungen handle, sondern um solche, bei denen die Kraft nicht proportional der Ablenkung bleibt. Er meint, Fluorescenz müsse stets mit Absorption verbunden sein; wenn z. B. eine absorbirende Substanz keine Fluorescenz zeige, so könne solche im Ultraroth vorhanden sein. Endlich vertritt er den Standpunkt, dass es nur eine Art von Aetherwellen gebe, welche aber verschiedene Wirkungen hervorbringen könne. In der zweiten kurzen Abhandlung [1]) giebt er einige sehr empfindliche Methoden an, um Spuren von Fluorescenz zu entdecken.

40. Schon viel früher hatte Becquerel [2]) gefunden, dass electrische Funken die Phosphorescenz erregen, dass die Wirkung durch ein dazwischen gehaltenes Glas sehr geschwächt, durch ein rothes Glas sogar aufgehoben werde. Mit Biot gemeinsam fand er dann [3]), dass durch Quarz die Wirkung sehr viel besser durchgehe, aber sie fügen hinzu: auch durch berussten Quarz, überhaupt durch alle Substanzen, welche nach Melloni die Wärmestrahlung gut durchliessen. Sie haben also wohl nur Wärmewirkung auf Körper beobachtet, welche vorher Licht getroffen hatte. Becquerel hat weiter [4]) phosphorescirende Schichten benutzt, um darauf das Sonnenspectrum sichtbar zu machen, und fand die identischen Fraunhoferschen Linien, wie auf Daguerreplatten; es gelang ihm auch, das Phosphorescenzbild durch Abphotographiren zu fixiren. Er fand wieder, dass grüne und rothe Strahlen das Phosphorescenzlicht auslöschen.

Auch der auf allen Gebieten der Strahlung thätige Draper hat sich mit Phosphorescenz beschäftigt, freilich ohne wesentliche Resultate. Er behauptet [5]), durch Glas gingen keine erregenden Strahlen hindurch von dem electrischen Funken oder dem electrischen Licht, wohl aber von der Sonne, dem Kalklicht oder einer Oellampe. Zum Leuchten des Flussspaths bei Erwärmung meint er [6]), dass durch Belichtung Schwingungen des Lichtäthers entständen, welche beim kalten Krystall verhindert seien, bei Erwärmung frei gemacht würden. Mit den Lichtstrahlen des Phosphorescenzlichtes seien ungemein schwache Wärmestrahlen verbunden. Dann beschäftigt sich wieder

1) G. G. Stokes, On the change of refrangibility of light. — No. II. Phil. Trans. 1853. III. p. 385—396.

2) E. Becquerel, De quelques propriétés nouvelles relatives au pouvoir phosphorescent de la lumière électrique. C. R. **8**. p. 216—223 (1839).

3) J. B. Biot et E. Becquerel, Sur la nature de la radiation émanée de l'étincelle électrique, qui excite la phosphorescence à distance. C. R. **8**. p. 223—229 (1839).

4) E. Becquerel, Mémoire sur la constitution du spectre solaire. Bibliothèque Universelle de Genève **40**. p. 341—367 (1842), siehe auch: Sur les phosphorographies du spectre solaire. J. de Phys. (2) **1**. p. 139—140 (1882).

5) J. W. Draper, Account of a remarkable difference between the rays of incandescent lime and those emitted by an electric spark. Phil. Mag. (3) **27**. p. 435—437 (1845).

6) J. W. Draper, On the phosphorescence of bodies. Phil. Mag. (4) **1**. p. 81—100 (1851).

Becquerel[1]) mit Cantonschem Phosphor (Schwefelcalcium) und Bologneser Phosphor (Schwefelbaryum), findet, dass sie je nach der Art der Herstellung verschieden leuchten, dass beim Auffallen des Spectrums stets zwei Stellen besonders hell leuchten, eine im Ultraviolett zwischen O und P, nach seiner Bezeichnung, eine am sichtbaren Rande des Violett. Grünes, gelbes, rothes und ultraviolettes Licht dagegen bringt auf einer vorher belichteten phosphorescirenden Fläche im ersten Moment helleres Leuchten hervor, dann Dunkelheit. Trotzdem diese Strahlen also ganz so wirken, wie Erwärmung, meint er doch, dass nicht Wärmewirkung der langen Wellen die Ursache sei. Sehr viel später[2]) begann dann Becquerel, nachdem er sein Phosphoroscop construirt hatte, eine sehr genaue Untersuchung des spectral zerlegten Phosphorescenzlichtes zahlreicher Körper. Die vortrefflichen Resultate können hier nicht im einzelnen besprochen werden, es sei nur noch angeführt, dass er eine neue Methode der Untersuchung einführte, die in späterer Zeit von Crookes mit Erfolg wieder aufgenommen wurde, dass er nämlich die Substanzen in Geisslersche Röhren einschmolz.

Zu erwähnen wären noch einige Notizen über Fluorescenz, die aber nichts Neues bringen, von Moser[3]), Salm-Horstmar[4]), Osann[5]) und v. Babo und Müller[6]). Endlich sind noch zwei Versuche über das Sonnenspectrum anzuführen: Eisenlohr[7]) entwirft mittelst eines in Russ getheilten Glasgitters und einer Glaslinse das Sonnenspectrum auf einem fluorescirenden Schirm, findet, dass dasselbe im Ultraviolett bis höchstens 354 $\mu\mu$ reiche, und meint, dies sei wirklich das Ende des Spectrums, da die Anwendung einer Quarzlinse es nicht verlängert. Er scheint ganz übersehen zu haben, dass die Absorption der kürzeren Wellen schon in seinem Glasgitter eintritt.

Auch Crookes[8]) hat mit einem ganz aus Quarz hergestellten Apparat das Sonnenspectrum photographirt, und findet, dass es im Laufe jedes Tages und des Jahres desto weiter ins Ultraviolett reicht, je höher die Sonne steht.

41. Wir wollen uns nun wieder zu der weiteren Erforschung des Sonnenspectrums wenden, und zunächst einen wunderlichen Irrthum, dessen Aufklä-

1) E. Becquerel, Note sur la phosphorescence produite par insolation. Ann. chim. et phys. (3) **22**. p. 244—255 (1848).

2) E. Becquerel, Recherches sur divers effets lumineux qui résultent de l'action de la lumière sur les corps. Ann. chim. et phys. (3) **57**. p, 40—124 (1859).

3) L. F. Moser, Ueber die Stokes'schen Phänomene. Pogg. Ann. **89**. p. 165—166 (1853).

4) Fürst von Salm-Horstmar, Ueber die Fluorescenz eines Stoffes in der Rinde von Fraxinus excelsior. Pogg. Ann. **97**. p. 637—638 (1856). Ueber eine krystallinische Substanz aus der Rinde von Fraxinus excelsior, welche eine blaue Fluorescenz erregt. Pogg. Ann. **100**. p. 607—611 (1857).

5) G. Osann, Beitrag zur Lehre von der Fluorescenz. Pogg. Ann. **97**. p. 329—331 (1856).

6) v. Babo und J. Müller, die Fluorescenz erregende Eigenschaft der Flamme des Schwefelkohlenstoffs. Pogg. Ann. **97**. p. 508—510 (1856).

7) W. Eisenlohr, Die brechbarsten oder unsichtbaren Lichtstrahlen im Beugungsspectrum und ihre Wellenlänge. Pogg. Ann. **98**. p. 353—370. (1856).

8) W. Crookes, Bull. photogr. Soc. London **2**. p. 292—295 (1856)*, auch Cosmos **8**. p. 90*, auch Pogg. Ann. **97**. p. 616—622 (1856).

rung ziemlich viel Zeit und Arbeit kostete, erwähnen. Zantedeschi[1]) bemerkte, dass das Sonnenspectrum ausser den transversalen Fraunhoferschen Linien auch dunkle longitudinale Linien zeige, — die jedem Spectroscopisten bekannten „Staublinien". Dieselben werden fast gleichzeitig auch von E. Wartmann[2]) gefunden, Ragona-Scina[3]), Babinet[4]), Porro[5]) und de Haldat[6]) bestätigen ihre Existenz. Ueber die wunderlichen Versuche, sie durch Interferenz oder gegenseitige Einwirkung der Farben zu erklären, können wir wohl fortgehen. Cavalleri[7]), Kuhn[8]), Crahay[9]), Knoblauch[10], Kessler[11]) gelang es, sie richtig zu erklären, nachzuweisen, dass sie ihren Ursprung ausschliesslich in dem Apparat haben, und entweder von Staub auf dem Spalt, oder Unschärfe desselben, also ungleicher Breite an verschiedenen Stellen stammen, oder von ungleichmässiger Reflexion an dem Spiegel des Heliostaten, oder dergl.

42. Dass die Fraunhoferschen Linien wirklich dem Sonnenlicht eigenthümlich sind, nicht vom Apparat herrühren, konnte wohl nicht zweifelhaft sein; trotzdem beweist es noch Rudberg.[12])

Ueber ihren Ursprung hat sich wohl zuerst Herschel[13]) entschieden ausgesprochen. In seinem 1833 erschienenen Treatise of astronomy schreibt er: „The prismatic analysis of the solar beam exhibits in the spectrum a series of „fixed lines", totally unlike those which belong to the light of any known terestrial flame. This may hereafter lead us to a clearer insight into its origin. But before we can draw any conclusions from such an indication, we must recollect, that previous to reaching us it has undergone the whole absorptive action of our atmosphere, as well of the suns. Of the latter we know nothing,

1) Fr. Zantedeschi, I risultamenti ottenuti da una nuova analise dello spettro luminoso. Venezia 1846*, Fortschritte d. Physik 1847. p. 126. Siehe auch Atti R. Istit. Veneto **5.** p. 656—658 (1846)*; Annali di Fisica. 1849—1850. p. 153—155, 277—281, 317—319.*

2) E. Wartmann, On some new lines in the solar spectrum. Phil. Mag. (3) **32.** p. 499 —506 (1848).

3) D. Ragona-Scina, Ueber die Longitudinallinien des Sonnenspectrums, Pogg. Ann. **48.** p. 590—592 (1851), auch Raccolta fis. chim. **2.** p. 483 (1847), **3.** p. 17 u. 269 (1848).*

4) J. Babinet, Note sur les raies longitudinales observées dans le spectre prismatique par M. Zantedeschi. C. R. **35.** p. 413—417 (1852).

5) J. Porro, Raies longitudinales du spectre. C. R. **35.** p. 479—480 (1852).

6) Siehe Zantedeschi, Risposta ai signori Cavalleri e Knoblauch . . ., Corrispondenza scientifica in Roma, **2.** p. 69—70 (1849).

7) G. M. Cavalleri, Indagini sulla causa delle linee longitudinali dello spectro luminoso. Atti dell' Accad. Fisico-medico-statist. di Milano, Nr. 13 u. 17 (1847)*; Biblioth. Univ. de Genève **10.** p. 302 (1849). Siehe auch Corrispondenza scientifica in Roma **2.** p. 37—40 (1849).

8) C. Kuhn, Bemerkungen über die fixen und die longitudinalen Streifen im Spectrum. Pogg. Ann. **75.** p. 455—458 (1848).

9) J. G. Crahay, Sur les raies longitudinales dans le spectre. Bull. de l'acad. des sc. Bruxelles **15.** (1848).*

10) H. Knoblauch, Ueber die Longitudinalstreifen im Sonnenspectrum. Pogg. Ann. **74.** p. 389—394 (1848).

11) G. Kessler, Ueber die Longitudinallinien des Sonnenspectrums. Pogg. Ann. **85.** p. 364—371 (1852).

12) F. Rudberg, Linien im Spectrum. Pogg. Ann. **35.** p. 523—524 (1835).

13) J. F. W. Herschel, Treatise of Astronomy, London 1833. p. 212.

and may conjecture every thing: but of the blue colour of the former we are sure; and if this be an inherent (i. e. an absorptive) colour, the air must be expected to act on the spectrum after the analogy of other coloured media, which often, — and especially light blue media, — leave unabsorbed portions separated by dark intervals. It deserves inquiry, therefore, whether some or all the fixed lines observed by Wollaston and Fraunhofer may not have their origin in our own atmosphere. Experiments made on lofty mountains, or the cars of balloons, on the one hand, and on the other with reflected beams which have been made to traverse several miles of additional air near the surface, would decide this point. The absorptive effect of the sun's atmosphere, and possibly also of the medium surrounding it (whatever it be), which resists the motion of comets, cannot be thus eliminated.“ Dass diese Frage zum Theil schon von Fraunhofer erledigt ist, der ja in den Sternspectren andere Linien fand und damit für diese wenigstens einen anderen als terrestrischen Ursprung nachwies, übersieht Herschel, oder er hält die Beobachtungen für unsicher.

43. Die Frage wurde nun aber von Brewster[1]) aufgenommen und während der nächsten 25 Jahre, freilich mit recht geringem Erfolge, behandelt. Wir haben gesehen, dass Brewster durch seine Untersuchung der Absorptionsspectra dazu geführt worden war, das Sonnenspectrum zum Vergleich heranzuziehen. Er fertigt nun eine neue Zeichnung des Sonnenspectrums an, im vierfachen Maassstabe der Frauenhoferschen Zeichnung, einzelne Theile sogar im 12fachen Maassstab. Auf Talbots Rath beobachtet er die Sonne zu verschiedenen Jahreszeiten, „in order to observe if any change took place in the combustion by which the suns light is generated, or in the solar atmosphere through which it must pass.“ Während er anfangs die Unterschiede, welche er gegen Fraunhofers Zeichnung beobachtete, sich erklärte durch die Erscheinung, dass in einer Flamme von wässrigem Alkohol, oder bei einer Salzlösung die gelbe Linie bald heller bald dunkler auftritt, auch in einer Kerzenflamme die grünen und blauen Theile variabel seien, so findet er nun bald, dass die Jahres- und namentlich die Tageszeit, d. h. der Sonnenstand in Betracht komme, während andere Linien ganz unverändert bleiben. Dies zeige einmal, dass „the apparent body of the sun is not a flame in the ordinary sense of the word, but a solid body raised by intense heat to a state of brillant incandescence“, andererseits, zeige es, dass ein Theil der Linien hervorgebracht werde durch die absorbirende Wirkung der Erdatmosphäre. Diese Linien nennt er „atmosphärische Linien“, und stellt eine Zeichnung derselben her. Sie liegen namentlich im Rothen und Gelben, auch A, B, C werden stark verbreitert bei sinkender Sonne. Er zweifelt nicht, dass diese Linien in dem Spectrum eines 30 englische Meilen entfernten Kalklichtes sichtbar sein würden. — Eine Vergleichung seines Absorptionsspectrums der Unter-

1) D. Brewster, Observations on the lines of the solar spectrum, and on those produced by the earth's atmosphere, and by the action of nitrous acid gas. (Read April 1833) Edinb. Trans. **12**. III. p. 519—530 (1834), auf Phil. Mag. (3) **8**. p. 384—392 (1836), Pogg. Ann. **38**. p. 50—64 (1836).

salpetersäure mit dem der Sonne zeigt ihm eine Anzahl genauer Coincidenzen und er schliesst daraus, „that the same absorptive elements which exist in nitrous gas exist also in the atmospheres of the sun and of the earth.“ Hübsch ist die Bemerkung, dass wenn Fraunhofer in den Planeten die Linien des Sonnenlichtes gefunden habe, ausserdem auch noch Absorptionslinien ihrer besonderen Atmosphären vorhanden sein müssten.

44. Forbes[1]) will die Frage lösen, ob überhaupt Linien von der Sonnenatmosphäre herstammen. Er sagt, wie die atmosphärischen Linien bei tiefem Sonnenstande dunkler seien, weil die Strahlen dann eine dickere Schicht zu durchdringen haben, so müssten auch richtige Sonnenlinien vom Rande der Sonne dunkler gegeben werden, als von der Mitte der Sonne. Er benutzt die kreisförmige Sonnenfinsterniss des Jahres 1836, um dies zu untersuchen, und beobachtet das ganze vom Sonnenrande ausgestrahlte Spectrum, besonders aber die Theile bei B, zwischen E und b, bei G. Er findet keinen Unterschied gegen das gewöhnliche Sonnenspectrum. „This result proves decisively that the sun's atmosphere has nothing to do with the production of the singular phenomenon. — Nor need this result surprise us. Spectra from artificial flames present bright and dark bands, occasionally, without giving us any reason to suspect absorptive action; and the electric light presents its proper dark rays. The solar light may also be primitively incomplete.“[2]) Aus den folgenden Jahren sind noch zwei Notizen von Forbes zu erwähnen, welcher sich nun bemüht, den Einfluss des Wasserdampfes in der Erdatmospäre nachzuweisen. Er beobachtet[3]) die Sonne durch sich condensirenden Dampf, findet, dass sie orangefarbig aussieht, im Spectrum sind Violett, Blau, Grün und das dunkelste Roth verschwunden. Aber von Absorptions-Linien oder Banden ist nichts zu sehen. Die rothen Sonnenuntergänge würden wohl auf dieser Erscheinung beruhen. In einer zweiten Arbeit[4]) bespricht er die Ansichten über die blaue Farbe des Himmels u. dergl., und meint, dass er die Brewsterschen atmosphärischen Linien im Wasserdampfe nicht gesehen habe, liege nur an dem vielen nicht absorbirten Lichte, welches gleichzeitig gesehen werde und die schwachen Linien überstrahle.

1) J. D. Forbes, Note relative to the supposed origin of the deficient rays in the solar spectrum; being an account of an experiment made at Edinburgh during the annular eclipse of 15th may 1836. Edinb. Trans. 1836. II. p. 453—455.

2) Ganz denselben Versuch und Schluss macht später Matthiessen (Extrait d'une lettre à M. Arago, datée d'Altona, le 10 octobre 1847); C. R. **25**. p. 548 (1847). Er beobachtet bei einer Sonnenfinsterniss das Spectrum der Strahlen vom Sonnenrande, findet keinen Unterschied und schliesst, „que le bord du soleil nous envoie de la lumière qui ne se distingue par aucune différence de celle qui nous vient du centre; que l'atmosphère solaire qui enveloppe la photosphère n'opère pas d'absorption sensible sur les rayons lumineux; que cette atmosphère n'est pas la cause des raies obscures que l'on observe dans le spectre. J. Janssen wiederholt den Versuch bei einer ringförmigen Sonnenfinsterniss am 6. März 1867 in Trani, findet aber ebenfalls keine Zunahme der Absorption am Rande (C. R. **73**. p. 432—436. 1871).

3) J. D. Forbes, On the colour of steam under certain circumstances. Edinb. Trans. **14**. II. p. 371—374 (1840), auch Phil Mag (3) **14**. p. 121–126 (1839).

4) J. D. Forbes, The colours of the atmosphere considered with reference to a previous paper „On the colour . . . . Edinb. Trans. **14**. II. p. 375–391 (1840).

45. Ganz absonderliche Ansichten äussert Draper[1]) in Verbindung mit seinen erst nachher zu besprechenden Untersuchungen über Flammenspectra. Er meint dort, dass dunkle Theile in den Spectren hervorgebracht würden durch die Anwesenheit unverbrennbarer Substanzen in der Flamme. Ueber das Sonnenspectrum sagt er, nach Fraunhofers Messungen über die Wellenlängen der Hauptlinien von A bis H ergebe sich, dass die Differenzen der Linien gegen A sich verhalten wie 1 : 2 : 4 : 6 : 7 : 9 : 10. Von der hellsten Stelle des Spectrums nach Fraunhofer seien D und E, G und B, H und A gleich weit entfernt, nur F und C seien unsymmetrisch gelegen. „Do not these observations lead us to conclude, that the cause, whatever it may be, that produces these fixed lines is periodic in its action? Wath that cause in reality is, we have not now facts sufficient to determine. I would not affirm, that the disengagement of incombustible matter by a flame will always give rise to dark lines. But this is very clear; that in all those cases, as cyanogen, alcoholic solutions of nitrate of strontium, of boracic acid, &, in which these lines are developed, incombustible matter is uniformly disengaged." Noch 10 Jahre später[2]), kurz vor Kirchhoff und Bunsens Arbeiten, wiederholt er diese Ansichten, und schliesst aus ihnen, die Sonne müsse ein wirklich brennender Körper sein. Uebrigens hat Draper schon 1843[3]) ganz richtig beobachtet, dass einzelne, aber durchaus nicht alle, Linien des Sonnenspectrums, namentlich am rothen Ende, dunkler werden, wenn die Sonne sich dem Horizont nähert.

46. Inzwischen hat Brewster nicht geruht, und im Jahre 1850 finden wir einen Bericht[1]) über seine Fortschritte, die freilich recht gering sind. Er theilt mit, dass es ihm durch Behandeln der Augen mit Ammoniak, der die Augenfeuchtigkeit entfernt, gelungen sei, im Ultraroth so weit über A hinaus zu sehen, wie B von A entfernt sei. Das Spectrum bestehe nicht, wie Fraunhofer es gezeichnet habe, aus Linien, sondern aus einer unermesslichen Anzahl von Streifen von sehr verschiedener Intensität, getrennt durch scharfe Linien von verschiedener Breite. Was Brewster damit sagen will, ist mir vollkommen unverständlich. — „Die Behauptung, dass die Atmosphäre der Erde in der Modification des Sonnenspectrums eine sehr wichtige Rolle spiele, kann nicht dem leisesten Zweifel unterliegen." — Er habe Salpeter auf Kohle verdampft. „Dieses Spectrum zeigt glänzende rothe Linien, coincidirend nicht allein mit den Doppellinen A und B, sondern auch mit jeder der acht Linien, welche die Gruppe a im Fraunhoferschen Spectrum bilden." Auch in dem Spectrum des Lichts von der Verbrennung des salpetersauren Strontian habe er zwischen D und E glänzende Streifen entdeckt, welche mit Fraunhoferschen

---

1) J. W. Draper, On the production of light by chemical action. Phil. Mag. (3). **32**. p. 100—114 (1848).

2) J. W. Draper, On the nature of flame and on the condition of the sun's surface. Phil. Mag. (4) **15**. p. 90—93 (1858), auch Amer. J. (2) **26**. p. 268—271 (1858).

3) J. W. Draper, On a new system of inactive tithonographic spaces in the solar spectrum analogous to the fixed lines of Fraunhofer. Phil. Mag. (3) **22**. p. 360—364 (1843).

4) D. Brewster, Observations sur le spectre solaire. C. R. **30**. p. 578—581 (1850) auch Pogg. Ann. **81**. p. 471—476 (1850).

Linien zusammenzufallen scheinen; doch sei er darüber nicht ganz sicher. „Ich zweifle nicht, dass bei dem Lichte aus der Verbrennung verschiedener Salze und Metalle ähnliche helle Linien entdeckt werden, die mit anderen Hauptstreifen des Sonnenspectrums zusammenfallen.“

47. In Schweden hatte O. J. Broch[1]) sich damit beschäftigt, eine Zeichnung des Sonnenspectrums herzustellen, wobei die atmosphärischen Linien besonders stark ausfielen, da er namentlich Morgens und Abends beobachtete. Er benutzte dabei die durch eine eingeschaltete Quarzplatte hervorgebrachten Interferenzstreifen, um die Wellenlängen angenähert zu bestimmen. Als L. Merz[2]) nicht alle Linien von Broch wiederfinden konnte, meinte er, vielleicht sei der Unterschied der Beobachtungsorte daran Schuld, da auch er den Unterschied Morgens und Abends bemerkt hatte und daher an den terrestrischen Ursprung der Linien glaubte. Dies veranlasste Heusser[3]), mit demselben Apparat in Berlin und im Engadin zu beobachten, wobei er keinen Unterschied entdecken konnte. Auch Kuhn[4]) hat in dieser Zeit eine Zeichnung des Sonnenspectrums in München angefertigt mit einem Apparat, welcher dem Fraunhoferschen nachgebildet war. Er findet, dass die Linien stets an derselben Stelle bleiben, dass ihre Zahl von Roth nach Violett zunimmt, dass er etwa 3000 zählen kann, dass die Zahl abhängig ist vom Sonnenstande, indem Morgens und Abends zwischen Roth und Gelb sehr viel mehr Linien auftreten. Seine Zeichnung ist indessen ganz unbrauchbar.

C. Piazzi Smyth[5]) beobachtete 1856 das Sonnenspectrum in Teneriffa in Höhen von 8000 und 10 000 Fuss bei verschiedenem Sonnenstande. Er fand ein wesentlich verschiedenes Verhalten verschiedener Linien, indem einige, namentlich im Roth, bei sinkender Sonne viel stärker werden, oder überhaupt erst auftreten, andere unverändert bleiben. Bei höchstem Sonnenstand konnte er A nicht sehen, während dann das Ultraviolett heller und klarer war. Er giebt Zeichnungen des Spectrums bei verschiedenem Sonnenstande.

48. Inzwischen hatte Brewster seine Beobachtungen fortgesetzt, zuletzt mit Gladstone gemeinsam, und eine ausführliche Arbeit[6]) fasst ihre Resultate zusammen; sie erschien erst 1860, nachdem schon Kirchhoff und Bunsen volle Aufklärung geschaffen hatten. Dieser Umstand giebt besonders gute Gelegenheit, zu vergleichen, welche Anschauungen damals Brewster, der wohl als erste Autorität in England auf dem Gebiete des Lichts allgemein und der

1) O. J. Broch, Om de Fraunhoferske linier i solspectret, soaledes som de vise sig for det ubevaebnede oie. Nyt Mag. Naturvid. **6**. p. 50. (1851)*, auch Pogg. Ann., Ergänzungsbd. **3**. p. 311—316. (1853).

2) L. Merz, Bemerkungen, veranlasst durch den Aufsatz des Herrn Broch über die Fraunhoferschen Linien. Pogg. Ann. **85**. p. 458—460 (1852).

3) J. Chr. Heusser, Ueber die Fraunhoferschen Linien. Pogg. Ann. **91**. p. 319—320. (1854).

4) C. Kuhn, Ueber die fixen Linien im Spectrum des Sonnenlichtes. Bull. St. Pétersb. **11**. Nr. 21. p. 321—332 (1852), auch Pogg. Ann. **90**. p. 609—613. (1853).

5) C. Piazzi Smyth, Astronomical experiment on the peak of Teneriffe, carried out under the sanction of the lords commissioners of the admiralty. Phil. Trans. 1858. II. p. 465—533.

6) D. Brewster and J. H. Gladstone, On the lines of the solar spectrum. (Read Febr. 1860) Phil. Trans. **150**. p. 149—160 (1860).

Spectralanalyse im Besonderen bezeichnet werden muss, hegte, und was Kirchhoff Neues hinzufügte. Ein Vergleich wie dieser macht eigentlich jede Besprechung der späteren Prioritätsreclamationen überflüssig. — Brewster und Gladstone geben eine Zeichnung des Sonnenspectrums im vierfachen Maassstab der Fraunhoferschen Zeichnung, einzelne Theile noch grösser. Der Atlas reicht im Roth so weit über A hinaus, als A von B entfernt ist. Im Ultraviolett geht er bis zur Linie I von Becquerel. Ueber den Einfluss der Erdatmosphäre finden sie Folgendes: mit sinkender Sonne werden die violetten blauen und grünen Theile des Spectrums immer mehr geschwächt, auch die gelben und vielleicht die orangefarbigen folgen, während Roth ganz ungeschwächt bleibt. Dieselbe Erscheinung tritt auf, wenn die Sonne durch Rauch oder Dampf gesehen wird, oder durch eine Schicht von Wasser mit einigen Tropfen Milch. Ausser dieser allgemeinen Absorption tritt aber noch eine besondere auf, indem Linien oder Banden, die vorher gar nicht oder schwach sichtbar waren, stark werden. Es werden nun die Hauptstellen, wo dies eintritt, im einzelnen besprochen. Es zeigt sich, dass die atmosphärischen Linien nicht alle in der gleichen Weise dunkler werden; so führen sie einen Fall an, wo B sehr breit und dunkel war, während die Linien bei D und α es nicht waren. In einem anderen Fall war nur die mit C10 bezeichnete Gruppe sehr dunkel. „That the phenomena did not depend on either the absence or presence of humidity in the atmosphere, is evident from the fact that on the earlier date there was a keen frost, while on the later day the weather was wet, the thermometer being 38° F. at the time of observation. That moisture, however, has some influence in the production of these bands, is shown by the effect of a fog on the solar radiations.“ Das Gemisch von Wasser und Milch erzeugt die Linien nicht, ein Beweis, dass sie nicht durch einfache Schwächung des Lichtes hervorgebracht werden. — Der Mond giebt dasselbe Spectrum ohne Hinzufügung neuer Banden. — Dann wird angeführt, dass einige Dämpfe und Salze Absorptionslinien hervorbringen. — Endlich folgen Betrachtungen über den Ursprung der Fraunhoferschen Linien: „The origin of these fixed lines and bands in the solar spectrum is a question still unresolved. It may be conceived:

1st. That the light when emitted from the photosphere itself is deficient in these rays. This was evidently the idea of Fraunhofer.

2nd. That they are due to absorption by the sun's atmosphere.

3rd. That they are due to absorption by the earth's atmosphere.

Or it is conceivable that some of these lines and bands have one origin and some another, though it seems more natural to refer them all to one cause.“ Die erste Annahme könne nicht geprüft werden. Nach der zweiten müssten die Linien im Licht vom Sonnenrande dunkler sein, als von der Sonnenmitte, aber die Autoren haben dies nicht sehen können, und auch der Versuch von Forbes spricht dagegen. Es bleibt also nur die dritte Annahme, und dass die Erdatmosphäre viel mit den Linien zu thun habe, sei ausser Zweifel. Dass die Linien verschieden stark bei Aenderung des Sonnenstandes beeinflusst

werden, spreche nicht gegen die Annahme, dass alle von demselben absorbirenden Medium herrührten, denn auch von den Absorptionslinien der Untersalpetersäure blieben einzelne unverändert, wenn man die Schicht dick macht. andere kämen dann erst zum Vorschein. Aber man könne die Frage einem experimentum crucis unterwerfen, indem man ein künstliches Licht aus grosser Entfernung prismatisch untersucht. Daher hat Gladstone das Leuchtfeuer von Beachy Head aus der Entfernung von 25 bis 27 engl. Meilen untersucht. Es erschien wie ein Stern zweiter Grösse von orange Farbe, gab aber nur ein continuirliches Spectrum zwischen C und F. „No lines were detected. The result therefore is unfavorable to the above supposition; for though twenty-seven miles of atmosphere, even at its densest, could not be expected to produce what are described above as „atmospheric lines", D and b might reasonably have been looked for". Die Sterne würden den besten Aufschluss geben, da ihr Licht ja auch die Erdatmosphäre passire. Fraunhofer habe freilich schon gefunden, dass im Spectrum von Sirius und Castor D und b nicht vorhanden seien, aber die Autoren bezweifeln die Zuverlässigkeit dieser Beobachtung. Sie selbst hätten trotz der Benutzung grosser Fernrohre nichts Sicheres sehen können. — Die Betrachtung schliesst mit den Worten: „The origin of the fixed lines of the solar spectrum must therefore still be considered an undecided question", und eine Anmerkung dazu lautet: „Wherever they originate it is possible that they may be phenomena of interference, as Sir David Brewster has observed analogous lines and bands in portions of decomposed glass consisting of numerous films."

In einem kurzen Schlussabsatz sprechen die Autoren dann noch über die Spectra der Flammen, als wollten sie so recht zeigen, wie unklar die Anschauungen über die Bedeutung der Spectralerscheinungen damals waren: „While the spectra of some artificial lights exhibit all the coloured rays gradually shading one into the other, those of some other lights consist of a series of luminous bands separated by dark spaces; and one of the most remarkable facts is this, that these luminous bands sometimes coincide with the dark lines of the solar spectrum. Thus the intense yellow light of the soda-flame is well known to have the same refrangibility as D; and this ray is prominent also, according to W. A. Miller, in the flames of lime, strontia, baryta, zink, iron, and platinum, and, according to Ångström, in the electric flames of every metal examined by him." Der bemerkenswertheste Fall aber finde sich, wenn Kohle oder Schwefel in Salpeter verbrannt werde: dann treten namentlich eine violette, eine gelbe und eine rothe Bande auf; die erste liege nicht ganz bei H, die zweite sei identisch mit D, die dritte mit A. Zwischen Roth und Gelb erschienen zeitweilig schwache Linien, von denen eine mit B coincidire, eine andere Gruppe ungefähr mit a. — Nachdem noch eine Zeichnung der Strontianflamme gegeben ist, folgt als Schluss die Nachschrift: „P. S. Much additional light has been thrown on these luminous bands, and their relation to the dark lines of the solar spectrum, by the recent labours of continental observers."

49. Bevor wir uns wieder zur Untersuchung der Emissionsspectra wenden, soll hier eine Entdeckung erwähnt werden, deren Wichtigkeit erst in den letzten Decennien recht hervorgetreten ist, die durch das Dopplersche Princip ausgesprochene Thatsache, dass eine Farbe von einem Beobachter anders gesehen werden kann, als sie von dem Körper emittirt wird, falls sich nämlich Beobachter und Lichtquelle gegen einander verschieben. Im Jahre 1842 sprach Doppler[1]) dies Princip aus, freilich mit einer ganz falschen Anwendung auf die Doppelsterne. Es wurden zahlreiche Angriffe gegen diese Theorie und die Dopplersche Anwendung veröffentlicht, von Doppler und anderen wurde die Ansicht vertheidigt, und namentlich, als Buys-Ballot[2]) die Richtigkeit für akustische Wellen nachwies, gewann sie stark an Boden. Es soll an dieser Stelle nicht über alle diese Arbeiten referirt werden, dazu wird sich später bessere Gelegenheit finden. — Im Jahre 1848 kam Fizeau[3]) auf denselben Gedanken, aber dieser Meister der experimentellen Optik sprach ihn sofort richtig aus in seiner Anwendung zur Beobachtung der Bewegung der Himmelskörper. Das Princip wird daher vielfach, namentlich in Frankreich, als das Doppler-Fizeausche Princip bezeichnet.

50. Nach den Arbeiten von Talbot ist ziemlich lange Zeit vergangen, ehe von Neuem die Emission des Lichtes zum Gegenstand der Untersuchung gemacht wurde. Zuerst scheint sich D. Brewster damit beschäftigt zu haben, denn im Report der British association für 1842 finden sich zwei kurze Notizen von ihm. In der ersten[4]) theilt er mit, er habe ein vortreffliches Prisma von Fraunhofer erhalten und mit demselben verschiedene Spectra betrachtet. Die rothe Linie, welche Talbot im Spectrum des Salpeter gefunden, liege genau an der Stelle der Fraunhoferschen Linie A[5]), andere Linien der Salpeterflamme coincidiren mit B. „In fact, all the black lines of Fraunhofer were depicted in the spectrum in brillant red light. The lines A and B turned out in the spectrum of deflagrating nitre to be both double lines; and upon examining a solar spectrum under favourable circumstances, he (Brewster) found bands corresponding to these double lines."

In der zweiten Mittheilung[6]) sagt er, er habe das Spectrum vieler Substanzen in der Knallgasflamme beobachtet. Von wie falschen Gesichtspunkten

---

1) C. Doppler, Ueber das farbige Licht der Doppelsterne. Prag bei Borrosch und André 1842.

2) Ch. H. Buys Ballot, Akustische Versuche auf der niederländischen Eisenbahn, nebst gelegentlichen Bemerkungen zur Theorie des Herrn Prof. Doppler. Pogg. Ann. **66**. p 321—351 (1845).

3) H. Fizeau, Des effets du mouvement sur le ton des vibrations sonores et sur la longueur d'ondes des rayons de lumière. Vortrag gehalten am 12. Dec. 1848 in der Société Philomatique. Abgedruckt Ann. chim. et phys. (4) **19**. p. 211—221 (1870).

4) D. Brewster, On luminous lines in certain flames corresponding to the defective lines in the sun's light. Rep. Brit. Ass. 1842, Not. und Abstr. p. 15.

5) Diese falsche Angabe Brewsters hat sich sehr lange gehalten, noch Kirchhoff hält sie anfangs für richtig, und sie wird daher oft ihm zugeschrieben. Siehe § **81**.

6) D. Brewster, On the luminous bands in the spectra of various flames. Rep. Brit. Ass. 1842. Not. und Abstr. p. 15—16.

er dabei ausgegangen sein muss, zeigt die Wahl der Substanzen: Bleinitrat, Strontian, Quecksilberjodid, Indigo, Preussisch Blau, Calomel, Magnesia u. s. w. „The luminous line, D, of Fraunhofer existed in almost every substance, especially in all into which soda entered.“ Wir treffen weiter eine unbedeutende Notiz von Matthiessen[1]), der in der Flamme drei Spectren unterscheiden will, „different l'un de l'autre par la nature et la position des raies de Fraunhofer: un spectre provenant de la lumière, qu'engendre la combustion de l'oxyde de carbone; un spectre provenant de la lumière, qu'émettent les molécules de carbone incandescent qui nagent dans la flamme; enfin un spectre provenant de la combustion de l'hydrogène.“ Welches aber diese Spectren sind, darüber äussert sich der Autor nicht.

51. Aus dem Jahre 1845 haben wir einen sehr interessanten Beitrag zur Geschichte der Spectralanalyse, der aber merkwürdiger Weise fast allgemein übersehen worden ist. Bunsen hatte damals seine bekannten Zink-Kohle-Elemente erfunden und verwendete eine solche Batterie, um Bogenlicht herzustellen, und zwar nicht nur zwischen Kohlestäben, sondern auch zwischen Metallstäben. Er berichtet darüber an Berzelius[2]), „dass der Bogen zwischen Kupferkegeln blau ist und dass er, wenn man ihn mittelst eines Tubus durch ein Prisma betrachtet, die Fraunhoferschen Linien auf eine prachtvolle Weise zeigt. Bei Anwendung anderer Metalle zeigen sich diese Linien sehr verschieden, in einer bewunderungswürdigen Mannigfaltigkeit.“ Bunsen ist also der erste gewesen, der Bogenspectra beobachtet hat, und seine Worte könnten zu der Annahme verleiten — wie die so vieler anderer älterer Beobachter —, dass er einen Zusammenhang zwischen diesen Emissionslinien und den Fraunhoferschen Linien geahnt habe.

Im Jahre 1878 hat Becker[3]), der diese Notiz von Bunsen gefunden hatte, bei Bunsen nach der Bedeutung seiner damaligen Worte gefragt. Bunsen antwortet: „When I made that communication to Berzelius, more than thirty years ago, I regarded these lines, as did every one at that time, as a consequence of the lack of certain kinds of light in the sources of light. In writing that the electric discharge between metallic poles „showed the Fraunhofer lines wonderfully well“, I can therefore at that period have referred only to the dark lines between the bright ones, and by no means to the reversed, bright and true Fraunhofer lines. This is sufficient to show that, in the observations made at that time, I had as little idea as any one else at that period, of the fundamental constancy of the lines of glowing gases, to say nothing of any suspicion of the transformation of bright lines into dark ones.“

1) Matthiessen, Mémoire sur le spectre d'une flamme de chandelle; sur l'aberration de réfrangibilité; sur les moyens d'obtenir des lumières artificielles monochromatiques et intenses; sur des verres bichromatiques propres aux observations astronomiques, etc. C. R. **16**. p. 1081—1082. (1843).

2) Siehe Berzelius, Jahresberichte über die Fortschr. der Chemie und Mineral. **25**. p. 20. (1845) und Oefvers. K. Vet. Acad. Förh. **1**. p. 144. (1844)*.

3) G. F. Becker, A contribution to the history of spectrum analysis. Amer. J. (3). **16**. p. 392—393 (1878).

Ich glaube, genau dieselben Worte würden für manche der älteren Arbeiten gelten, die später hervorgesucht wurden, um Kirchhoff und Bunsen die Priorität ihrer grossen Entdeckung streitig zu machen.

52. Aus dem Jahre 1845 liegt eine Abhandlung von W. A. Miller[1]) vor, in welcher er die Erscheinungen der Absorption und Emission behandelt. Zuerst betrachtet er Fälle der Absorption durch Gase. Er sagt: „In no case where colourless gases are employed, have I detected any lines. — The mere presence of colour is no indication of the existence of lines. — The probable position of the lines cannot be inferred from the colour of the gas. Simple bodies, as well as compounds, may produce lines; and two simple bodies which simply do not produce them, may in their compounds occasion them abundantly. We find also that lines may exist in the vapour of simple substances, which disappear in their compounds. Sometimes the same lines are produced by different degrees of oxidation of the same substances, a remarkable instance of which is furnished in the oxides of chlorine. The lines are increased in number and density by increasing the depth of the coloured stratum through wich the light is transmitted, or by any cause, which increases the intensity of the colour.“ Er beschreibt und zeichnet dann die Absorptionsspectra von Jod, Brom, Untersalpetersäure, einigen Oxyden des Chlor, endlich der Uebermangansäure. — Alle diese Bemerkungen über die Absorption sind vortrefflich und enthalten für die damalige Zeit offenbar einen grossen Fortschritt. Auch die Tafeln sind nicht schlecht, obwohl es schwer sein würde, danach irgend eine der Substanzen zu erkennen. — Von der nun folgenden Emissionsanalyse lässt sich nicht gleich Rühmliches sagen, sie enthält fast gar nichts Neues, und wir finden hier wieder ein Beispiel für das früher erwähnte Schwanken, ob die Erscheinung als Emission oder Absorption aufzufassen sei. Miller beschreibt das Spectrum des Kupferchlorids in der Alkoholflamme, wie schon vor ihm Talbot und Wrede; dabei sagt er: „Several intervals of absolute darkness here occur, interrupted by bright lines of great intensity.“ Ebenso beim Spectrum des Strontiumnitrates, „the red and orange portions of which are particularly developed, and are crossed by three very strong black lines; a bright line will be remarked in the blue and another in the indigo.“ Es folgen Borsäure, Calcium- und Barium-Chlorid. Von Natriumchlorid sagt er, es habe helle Linien bei D und im Indigo, sonst noch einige Spuren. Die Chloride von Mangan, Fe, Zn, Co, Ni, Hg, Mg, geben schwache Bänder im Grünen, vielleicht vom Chlor herrührend. Er bringt dann Kohle in die Knallgasflamme und sagt: „In the spectrum from charcoal nearly midway between D and E, a very short brillant streak was visible, and the same streak appeared when the flame was thrown upon a fragment of dried alum.“ Auch zu diesen Emissionserscheinungen giebt der Autor Tafeln, welche später von Crookes für besser erklärt wurden, als die von Kirchhoff und Bunsen. Ein vorurtheilsloser Betrachter wird

1) W. A. Miller, Experiments and observations on some cases of lines in the prismatic spectrum produced by the passage of light through coloured vapours and gases, and from certain coloured flames. Rep. Brit. Ass. 1845, Not. & Abstr. p. 28—29. Phil. Mag. (3) **27**. p. 81—91 (1845).

aber sagen müssen, dass sie total verunglückt sind; nicht nur ist es unmöglich zu erkennen, welches Emissionsspectrum ein solches Bild darstellt, selbst wenn man sehr vertraut mit dem betreffenden Spectrum ist, sondern man würde nicht einmal auf die Idee kommen, dass das Bild überhaupt ein Emissionsspectrum darstellt. Jeder würde es für ein Absorptionsspectrum halten. In der nebenstehenden Fig. 17 sind ein paar von seinen Emissionsspectren reproducirt, freilich mit Fortlassung der im Original vorhandenen Farbe, welche aber den Eindruck eher verschlechtert, als verbessert. In der Figur ist 1 das Sonnenspectrum, 2 das Emissionsspectrum von Kupferchlorid, 3 von Borsäure, 4 von Strontiumnitrat, 5 von Calciumchlorid, 6 von Bariumchlorid. Es kommt in diesen Zeichnungen offenbar noch mehr als in den

B C D E F G H

1

2

3

4

5

6

Fig. 17.

oben angeführten Worten die Unsicherheit in der Entscheidung darüber zum Vorschein, was Emission und was Absorption sei. Einen interessanten Einblick in diesen Gedankengang giebt eine Bemerkung, welche der Verfasser seiner Arbeit beifügt, und welche merkwürdiger Weise später [1]) als Prioritätsreclamation gegen Kirchhoff von Crookes wieder abgedruckt wurde, wiewohl sie etwas absolut anderes aussagt, als der Kirchhoffsche Satz. Diese Bemerkung lautet: „It may be interesting to remark, in connexion with the speculations on the absorptive action of the sun's atmosphere, that if solar light be transmitted through a flame exhibiting wellmarked black lines, these lines reappear in the compound spectrum, provided the light of day be not to intense compared with that of the coloured flame: this may be seen in the red light of the nitrate of strontia, and less perfectly in the green of the

1) Siehe Chem. News. 3. p. 303—307 (1861).

chloride of copper. It would therefore appear, that luminous atmospheres exist in which not only certain rays are wanting, but which exercise a positive absorptive influence upon other light.“ Miller behauptet also hier, dass das Sonnenlicht nicht hindurchgehen könne durch die dunklen Theile der Flammenspectra, dass die Theile des Sonnenspectrums, welche den dunklen Theilen des Flammenspectrums entsprechen, von der Flamme absorbirt würden; wenn Miller von den hellen Theilen des Flammenspectrums spräche, so hätten wir hier in der That das Kirchhoffsche Gesetz; so aber ist die Beobachtung ebenso falsch, wie der daraus gezogene Schluss. Aber diese ganz verkehrte Bemerkung zeigt deutlich, dass Miller über die Entstehung des discontinuirlichen Spectrums vollkommen im Unklaren ist, oder besser gesagt, dass er die dunklen Zwischenräume zwischen den hellen Linien als eine Absorptionserscheinung auffasst. Man vergleiche nur die auf S. 23 citirten Worte von Herschel, dass die Strahlen fehlen könnten, weil sie im Moment der Entstehung erstickt würden, so wird der Sinn des obigen sonst absolut unverständlichen Versuches plötzlich klar.[1])

53. Wir kommen nun zu Untersuchungen von J. W. Draper[2]), die im Gegensatz zu dessen sonst meist so tüchtigen Arbeiten ganz verfehlt sind. Es ist mir nicht einmal gelungen, überall zu ergründen, was sich Draper bei seinen Ausführungen gedacht hat. — Er sagt, das Spectrum der Flammen sei immer continuirlich, aber von helleren Linien durchzogen. CO gebe in der Flamme eine gelbe Linie. „This ray is to be attributed to the carbonic acid and steam that have risen at a high temperature in the burning shell, and are escaping at a degree above that of incandescence into the air, and are mingled with oxygen diffusing from the air into them.“ Er führt dann aus, alle Flammen seien aus Schichten zusammengesetzt: im Innern sei die Flamme kalt und dunkel, dann folge die erste Schicht, in der die Verbrennung beginnt, und welche daher nur rothes Licht aussendet. Die nächste Schicht sei heisser, und gebe gelbes Licht, die folgende grünes u. s. w. Sehen wir nun in die Flamme, so haben wir alle Schichten hinter einander, und ihre verschiedenen Farben setzen das continuirliche Spectrum zusammen. — Dann bemerkt er bei der Cyanflamme helle Banden mit dunklen Zwischenräumen, und erklärt dies so: bei der Verbrennung von Cyan werde Stickstoff frei; derselbe lagere sich zwischen die verschiedenen Schichten der Flamme, und daher entstehen zwischen den hellen Bändern dunkle Zwischenräume: „perhaps through all these inactive parts the incombustible nitrogen chiefly escapes.“ — In diesen Erklärungsversuchen stecken so viele Irrthümer und Widersprüche, dass es kaum lohnt, auf sie einzugehen. Aber Einiges sei doch erwähnt: Draper nimmt hier plötzlich an, dass bei geringer Temperatur nur rothes Licht aus-

1) Crookes schreibt, indem er diesen Absatz von Miller abdruckt: „This paragraph shows that Prof. Miller has anticipated by nearly sixteen years, the remarkable discovery, ascribed to Kirchhoff, of the opacity of certain coloured flames to light of their own colour.“ Chem. News. **3.** p. 307 (1861).

2) J. W. Draper, On the production of light by chemical action. Phil. Mag. (3) **32.** p. 100—114 (1848).

gestrahlt werde, bei höherer nur gelbes, dann nur grünes u. s. w., während er doch selbst in der schönen Arbeit aus demselben Jahre, durch das Drapersche Gesetz, nachgewiesen hat, dass bei höherer Temperatur, die längeren Wellen bleiben, sogar auch stärker emittirt werden, und nur kürzere hinzukommen. Ferner soll plötzlich der Stickstoff die dunklen Zwischenräume erklären, weil er unverbrennlich sei. Verbrennen denn aber die festen Körper, wenn sie leuchten? So falsch all diese Ideen von Draper sind, so interessant ist es andererseits, dem Gedankengang des Autors nachzugehen; man kommt dann wohl dahin, zu verstehen, welche Schwierigkeiten der Entdecker des Draperschen Gesetzes bei der Erklärung der Flammenspectra finden musste, da er sich bis dahin nur mit festen Körpern beschäftigt hatte, und ihm der fundamentale Unterschied zwischen solchen und Dämpfen noch nicht klar geworden war.

Im Anschluss an die eben besprochene Arbeit giebt Draper seine Ideen über das Sonnenspectrum, die oben (S. 49) angeführt wurde; auch die Fraunhoferschen Linien sollen danach auf solchen nicht leuchtenden Schichten beruhen.

Noch 10 Jahre später hegt Draper dieselben Anschauungen, und führt sie noch weiter aus.[1]) Er sagt dort: „A flame thus far may be considered as offering three regions: 1 st, a central nucleus, which is not luminous, and consists of combustible vapour; 2ndly, an intermediate portion, the true flame, arising from the reaction of the air and the combustible vapour, and being composed of a succession of superposed shells, the interior being red, the exterior violet, and the intervening ones coloured in the proper order of refrangibility; the cause of this difference of colour being the declining activity with which the combustion goes on deeper and deeper in the flame. 3rdly, an envelope consisting of the products of combustion, exterior to the true flame, shining simply as an incandescent body." Weiter sagt er, es trete ein „the production of Fraunhoferian lines", d. h. der dunklen Zwischenräume zwischen den hellen Linien der Flammenspectra, „when things have been arranged in such a way that an incombustible material is present in the substance to be burnt. This state is perfectly represented in the case of cyanogen, which contains more than half its weight of incombustible nitrogen. When the peachcoloured nucleus of the cyanogen flame is properly examined, it yields a series of dark lines and spaces exceeding in number and strength those of the sunlight itself. These fixed lines are the representatives of dark shells, superposed among the shining ones with definite periodicity. In such a cyanogen flame they bear no relation to the burning of the carbon, but to the disengagement of the nitrogen they must be attributed. — In other cases dark lines are replaced by bright ones, as in the well-known instance of the electric spark between metallic surfaces. The occurrence of lines, wether bright or dark, is hence connected with the chemical nature of the substance producing the flame."

1) J. W. Draper, On the nature of flame, and the condition of the sun's surface. Phil. Mag. (4) **15**. p. 90-93 (1858) und Americ. J. (2) **26**. p. 268—271 (1858). Eine sehr berechtigte, freilich lange nicht erschöpfende Kritik giebt W. Swan, On the constitution of flame. (Gelesen Jan. 1859). Edinburgh. Trans. **22**. p. 21—32 (1861).

Diese Ausführungen lassen nichts an Deutlichkeit zu wünschen übrig. Offenbar sind auch für Draper im Emissionsspectrum das Wesentlichste die dunkeln Zwischenräume zwischen den Linien, es ist ein Absorptionsspectrum, so dass er von den Fraunhoferschen Linien der Emissionsspectra sprechen kann. Natürlich passen zu dieser Erklärung sehr schlecht solche Spectra, wo nur wenige helle Linien mit grossen Zwischenräumen vorhanden sind, wie bei den Funkenspectren, und es ist interessant zu sehen, wie Draper über diese Schwierigkeit mit einem kühnen Sprunge fortgeht und so thut, als sähe er sie gar nicht; der Fall ist ja „wohl bekannt“.

54. Während diese Arbeit uns den Standpunkt der Kenntnisse in den Vereinigten Staaten unmittelbar vor Kirchhoff und Bunsen zeigt, müssen wir wieder um 10 Jahre zurückgehen, um eine Abhandlung von L. Foucault[1]) zu treffen, die zu ihrer Zeit kaum bemerkt wurde, aber später wieder ans Licht gezogen wurde. Foucault hatte das Spectrum des Bogenlichtes betrachtet, und dabei war ihm eine helle gelbe Linie wegen ihres steten Auftretens aufgefallen. Er verglich sie mit den D-Linien der Sonne, und fand, dass beide dieselbe Lage haben. Er liess dann Sonnenlicht durch den Bogen gehen, und fand, dass die D-Linien dabei dunkler werden. Es gelang ihm endlich, die Linien im Bogen selbst dunkel zu sehen, indem er die glühende Kohle durch den Bogen hindurch betrachtete. „Ainsi l'arc nous offre un milieu qui émet pour son propre compte les rayons D, et qui en même temps, les absorbe lorsque ces rayons viennent d'ailleurs.“ Wenn er statt der Kohlestäbe Metallelectroden nimmt, so erscheinen die D-Linien nicht stark, aber sie werden sofort sehr hell, wenn er die Pole berührt „avec la potasse, la soude ou l'un des sels formés de chaux ou de l'une de ces bases. Avant de rien conclure de la présence presque constante de la raie D, il faudra sans doute s'assurer si son apparition ne décèle pas une même matière qui serait mêlée à tous nos conducteurs. Néanmoins, ce phénomène nous semble des aujourd'hui une invitation pressante à l'étude des spectres des étoiles, car, si par bonheur on y retrouvait cette même raie, l'astronomie stellaire en tirerait certainement partie.“ Foucault macht also nicht den geringsten Versuch zu einer Erklärung, er untersucht weder den Ursprung der D-Linien, noch forscht er, ob die Erscheinung, dass ein Dampf dasselbe Licht absorbiren könne, welches er emittirt, auch in anderen Fällen auftritt, er begnügt sich vielmehr damit, die ganz isolirte unerklärte Thatsache mitzutheilen, und es ist verständlich, dass seine Zeitgenossen damit nichts anzufangen wussten. Aus der Schlussbemerkung über die Sterne kann man freilich schliessen, dass sich Foucault noch einiges gedacht haben mag, aber da er nichts sagt, kann man nicht wissen, ob seine Hypothesen richtig oder falsch gewesen sein mögen.

Nachdem Kirchhoff den Zusammenhang zwischen Emission und Absorption aufgeklärt hatte, ist auch dieser Versuch von Foucault ans Tageslicht gezogen; er sollte zeigen, dass auch die Umkehrungserscheinungen schon bekannt

---

1) L. Foucault, Ann. chim. et phys. (3) **68**. p. 476–478 (1860), Abdruck aus L'Institut 1849. p. 45.

gewesen seien. — Wie Foucault selbst über eine solche Prioritätsreclamation dachte, geht aus einem Artikel hervor, den er für den Temps über die Entdeckung der Spectralanalyse schrieb. Es heisst darin von seinen Versuchen: „L'analyse prismatique faisait voir que dans presque toutes les sources lumineuses ou intervient un gaz incandescent, il y a deux rayons simples trèsvoisins l'un de l'autre qui se singularisent par excès ou par défaut d'éclat. Ces faits ... n'ont été expliqués d'une manière complète que par les observations successives et isolées de M. Swan et Kirchhoff." Swan zeigte nämlich, dass die Linien von Na herrühren, und Kirchhoff zeigte die Umkehrung auch bei anderen Metallen, „une experience véritablement admirable." [1])

55. Alle bisher besprochenen Untersuchungen haben zur Aufklärung der Emissionsspectra sehr wenig beigetragen, aber vom Jahre 1850 an beginnt es, Licht zu werden. Der erste, den wir zu nennen haben, ist A. Masson. [2]) Er hatte eingehende Versuche über die Intensität des electrischen Lichtes unter den verschiedensten Bedingungen ausgeführt, und wandte sich schliesslich der Frage nach der Beschaffenheit dieses Lichtes zu. Um kräftige Funken zu erhalten, lädt er mit der Electrisirmaschine einen Condensator, welcher andererseits mit den Metallkugeln in Verbindung steht, zwischen welchen der Funke übergehen soll. Das Licht wird dann mit einem ordentlichen Goniometer mit Collimatorrohr zerlegt, wobei ein Prisma von 60° von stark brechendem Glase verwandt wird. Masson zeichnet die Spectra mittelst der Camera clara, und misst die Ablenkungen der einzelnen Linien für Electroden aus C, Cd, Sb, Bi, Pb, Sn, Fe, Zn, Cu in Luft. Er schliesst: „qu'il existe dans tous les spectres de l'étincelle électrique produites entre des pôles de nature différente, des raies très-brillantes, différant en nombre et en intensité; que plusieurs raies (er findet deren vier), sont communes à tous les spectres, et diffèrent en intensité pour chacun d'eux." Er schliesst dann die Electroden in ein Glasgefäss, so dass er den Druck der Luft beliebig verändern kann, findet, dass bei abnehmendem Drucke das Spectrum lichtschwächer wird, namentlich die kürzeren Wellen, dass aber im übrigen die Linien ganz unverändert bleiben an Zahl und Lage, also nur von der Natur der Pole abhängen. Masson bringt dann die Electroden in eine Atmosphäre von Wasserstoff; das Spectrum ist so lichtschwach, dass er nicht genaue Messungen machen kann, aber er meint, das Spectrum sei ganz identisch mit dem in Luft, sobald die Electroden identisch sind. Dann lässt er Funken in Flüssigkeiten überschlagen, in Terpentinöl, Wasser, Alkohol, Aether; es erscheint nur ein continuirliches Spectrum. Er schliesst: „L'étincelle électrique est produite par un courant qui se propage à travers et par la matière pondérable, et l'échauffe de la même manière et suivant les mêmes lois qu'un courant voltaique échauffe et rend lumineux un fil métallique." — „Au moment de l'explosion de l'électricité sous forme d'étincelle, une partie de la surface des pôles peut être entrainée, mais principalement dans les gaz;

1) Abdruck im Cosmos **19.** p. 136—140 (1861).

2) A. Masson, De la nature de l'étincelle électrique et de sa cause. Ann. chim. et phys. (3) **31.** p. 295—326 (1851).

cette matière transportée, prenant la température du courant, modifierait la lumière électrique, et produirait les raies brillantes qu'on observe dans le spectre de l'étincelle obtenue dans les gaz.“ Zum Schluss benutzt Masson continuirliche Ströme von Batterien: das Spectrum des Bogenlichtes zwischen Graphitstäben scheint ihm identisch mit dem des Funkens zwischen Kohle. In Flüssigkeiten brennend zeigt der Bogen ein continuirliches Spectrum; nimmt man aber statt des Graphit Metallelectroden, so treten helle Linien auf.

Das Hauptresultat dieser Arbeit ist, dass Masson findet, dass die auftretenden Linien sich verschieden verhalten, dass ein Theil allen Spectren gemeinsam ist, der andere Theil nur von der Natur der Electroden abhängt, von welchen Theilchen abgerissen und verdampft werden. Es ist ihm aber nicht

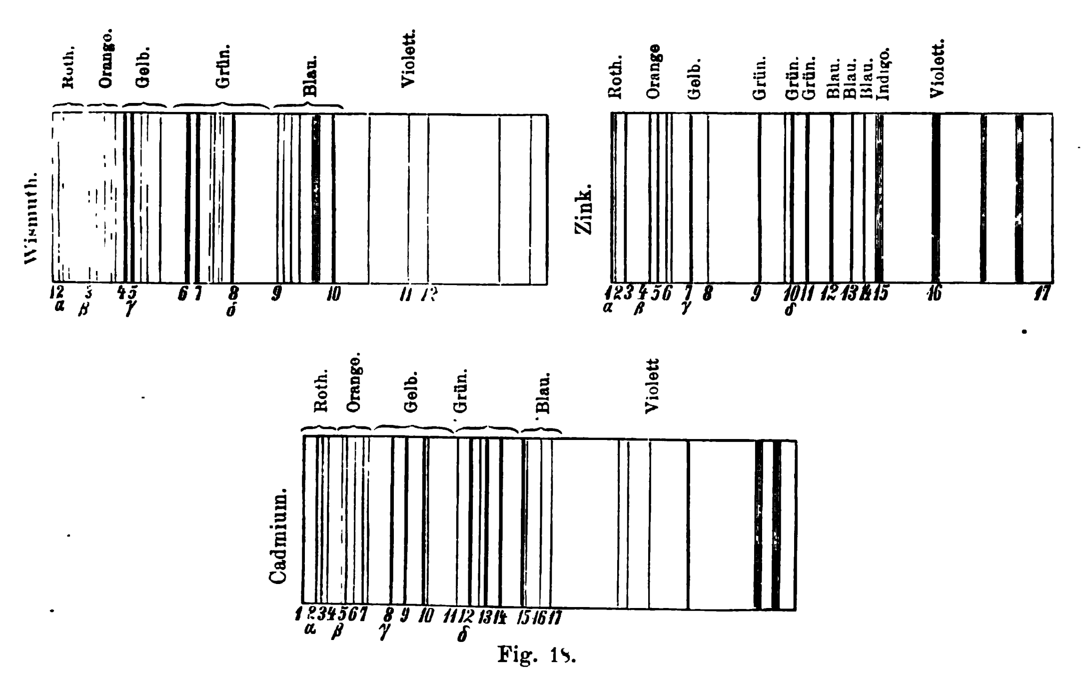


Fig. 18.

gelungen, zu finden, dass diese gemeinsamen Linien der Luft angehören, und er äussert sich nicht darüber, wofür er sie hält. Oder sollte er sie für das eigentliche „elektrische Licht“ halten? Er spricht vielfach von einem solchen, und dass die Electroden dasselbe „modificiren“, ohne sich deutlich zu äussern, was er darunter versteht; möglicherweise hält er auch das continuirliche Spectrum für das des electrischen Lichtes. Die Zeichnungen der Spectren sind recht gut, es sind überhaupt die ersten, die man als brauchbar bezeichnen kann. In nebenstehender Fig. 18 sind Proben davon gegeben, in der Originalgrösse.

56. Masson setzt später[1]) diese Untersuchungen fort, und misst die

1) A. Masson, Études de photométrie électrique. Ann. chim. et phys. (3) **45**. p. 385—454 (1855). Die Abhandlung ist schon 1854 geschrieben und von der Kgl. Ges. d. Wissensch. zu Harlem veröffentlicht.

Spectren von Silber, Gold und Platin in Luft, um zu entscheiden, ob die Oxydation der Metalle etwas mit den Spectren zu thun habe. Er findet die drei Spectra fast identisch, auch wieder die 4 Linien, welche er in allen Spectren sieht. — Nun benutzt er Inductorien mit und ohne Condensator, nimmt wieder dieselben Electroden, ausserdem Hg und Al, und findet wieder identische Spectra, wie früher, ebenso, wenn er die Metalle in dem Bogen verbrennt. Damit ist endgültig festgestellt, dass die möglichen Arten, Electricität zu erzeugen, ganz ohne Einfluss auf das Spectrum sind —, in Wahrheit ja eine unrichtige Behauptung. Masson wendet sich dann zur Untersuchung der Funken in Wasserstoff von Atmosphärendruck; es sei kein Unterschied gegen die Spectren in Luft, ausser einer unscharfen Linie im Grün, die characteristisch für Wasserstoff sei. Er lässt dann Funken zwischen Kohlespitzen im Vacuum, in Luft und in Wasserstoff übergehen, bemerkt eine helle gelbe Linie, welche auch im Kerzenlicht auftrete und nahe mit D zusammenfalle; sie ist die hellste des Kohlespectrums, ihr Ursprung scheine in der lebhaften Verbrennung der Kohle zu liegen. Auch in Kohlensäure soll das Spectrum der Metalle dasselbe sein, wie in Luft. — Das Gesammtresultat seiner Untersuchungen fasst Masson folgendermassen zusammen: „Les spectres de la lumière électrique sont sillonnés de raies brillantes, quel que soit le milieu liquide ou gazeux qui est le siège de l'étincelle, quand il y a transport de la matière des pôles. Dans les liquides, on peut obtenir des spectres sans raies brillantes. La position, le nombre et l'éclat des raies brillantes dépendent de la nature des milieux, de la source électrique et de la pression des gaz. L'oxydation des métaux et la combustion des parties arrachées aux pôles par le courant ne sont pas les causes des raies brillantes. La vaporisation des métaux qui forment les pôles de l'étincelle augmente la conductibilité du circuit et l'intensité de l'étincelle, sans changer la constitution du spectre. L'étincelle électrique est la radiation lumineuse d'une portion de conducteur solide, liquide ou gazeux, échauffé jusqu'à l'ignition par un courant électrique quelconque. Les raies brillantes des spectres électriques sont produites par l'incandescence des particules pondérables arrachées aux pôles et transportées par le courant. Les corps solides, échauffés jusqu'à l'ignition par des courants, ne donnent pas de raies brillantes. Dans certains cas, les liquides se comportent comme des solides. Les différentes intensités des raies brillantes tiennent à des aptitudes de la matière à vibrer de préférence certaines ondulations lumineuses. Le phénomène des raies brillantes est un cas particulier de la phosphorescence. L'étincelle électrique possède une température très-élevée."

Sehr auffallend ist es, dass Masson nirgends ausspricht, dass das Spectrum zur Erkennung eines Elements benutzt werden könne, wofür er viel bessere Beweise beigebracht hat, als irgend einer seiner Vorgänger.

57. In der Zeit zwischen den beiden Abhandlungen von Masson erschien die erste Abhandlung[1]) eines Mannes, dessen Namen für immer mit der Spec-

1) A. J. Ångström, Optische Untersuchungen. Svensk. Vetensk. Akad. Handl 1852. p.327—342. Pogg. Ann. **94**. p. 141—165 (1855). Phil. Mag. (4) **9**. p. 327—342 (1855).

tralanalyse verknüpft bleiben wird wegen der vortrefflichen Untersuchungen, welche er später ausführte, Anders Jöns Ångström. In zwei Theilen legte Ångström seine Untersuchung über die Funkenspectra der Schwedischen Akademie im Jahre 1853 vor, aber bekannt wurde sie erst durch ihre Uebersetzung in Poggendorffs Annalen im Jahre 1855. Ångström sagt hier: „Die Gründe, welche besonders bei der Erklärung der Absorption und Diffussion des Lichtes in Anspruch genommen werden, sind folgende: a) eine unsymmetrische Vertheilung der Moleküle des Mediums, welche zur Folge hat, dass in den Differentialgleichungen für die Bewegung Differential-coefficienten von ungeradem Grade eingeführt werden. So viel ich sehe, wurde diese Ursache zuerst von Cauchy angedeutet, in einem Briefe an Libri. b) Das von Euler in seiner Theoria lucis et caloris angeführte Princip, nach welchem die Farbe eines Körpers entsteht durch Resonanz der Oscillationsbewegungen, welche die Theilchen selbst annehmen können. c) Die Interferenz des Lichts.“ Hier verweist er auf Newton und Wrede. „Was nun den ersten der drei Erklärungsgründe betrifft, so ist er allein keineswegs hinreichend, um die Farbenerscheinungen der Körper zu erklären. Dass im Allgemeinen die Undurchsichtigkeit der Körper dadurch entstehen könne, sieht man leicht ein, aber nicht, weshalb sie eine gewisse Farbe mit Ausschluss aller übrigen treffen müsse. Das Eulersche Princip ferner erklärt nicht so sehr die Farbe, welche ein Körper wirklich zeigt, als fast mehr die Farbe, welche er nicht annehmen kann, weil die meisten Oscillationsbewegungen, welche der Körper in Folge der Absorption annimmt, keinen Eindruck auf unser Gesichtsorgan machen, sondern gewöhnlich in den Bereich des Gefühls fallen. Soll also eine Körperfarbe durch Resonanz erklärt werden, muss man auch dem Aether eine solche Eigenschaft beilegen, und damit kommen wir dann leicht auf das dritte der aufgestellten Principien, nämlich die Interferenz.“ Er sagt ferner, man müsse zwischen Diffusion und Absorption streng unterscheiden, bei ersterer werde das Licht nicht verändert, wie die Fraunhoferschen Linien im reflectirten Lichte der Planeten zeigten, „während das absorbirte Licht zu den eigenen Molecülen des Körpers übergeht, welche dadurch aus ihrer Gleichgewichtslage gerückt und in Schwingungen versetzt werden, die nach der eigenthümlichen Beschaffenheit des Körpers verschieden sind. Dabei ist jedoch wohl zu merken, dass ein Medium nicht blos die Schwingungsbewegungen absorbirt, welche es am leichtesten annimmt, sondern auch die, welche zu ihm in einem einfachen Verhältniss stehen, wie Octave, Terz u. s. w.“ „Da nun ein Körper nach dem Eulerschen Grundsatz zuvörderst alle die Oscillationsreihen absorbirt, welche er selbst annehmen kann, so folgt auch daraus, dass derselbe im glühenden Zustande gerade alle die Lichtarten aussenden muss, welche er in gewöhnlicher Temperatur absorbirt. Die Prüfung der Richtigkeit dieses Satzes ist indess grossen Schwierigkeiten unterworfen, weil ein ins Glühen versetzter Körper unter ganz anderen Elasticitätsverhältnissen auftritt, als unter welchen sein Absorptionsvermögen geprüft wurde.“ Er stützt diese Annahme von der Gleichheit der Emission und Absorption im festen und gasförmigen Zustande durch falsche Versuche von

Niepce de Saint-Victor[1]), der gefunden haben wollte, dass ein Körper eine Daguerreplatte für diejenigen Strahlen empfindlich machen könne, welche er in der Spiritusflamme emittire. — „Eine der bequemsten und zugänglichsten Weisen, einen Körper im glühenden Zustande zu studiren, bietet der electrische Funke dar, obwohl (!) der Körper dabei wahrscheinlich im gasförmigen Zustand auftritt.“ —

Seine Untersuchung der Spectren, die er mit Hülfe eines Inductoriums mit Condensator erzeugt, und mittelst eines Prismas und Fernrohres, aber ohne Collimatorrohr, betrachtet, zeigt ihm, dass das Spectrum aus zwei Arten von Linien besteht: 1) solchen, die bei allen Metallen identisch sind und von der Luft herrühren, 2) solchen, die jedem einzelnen Metalle eigenthümlich sind. Er fertigt eine Zeichnung der ersteren und des Sonnenspectrums an, welche in der nebenstehenden Fig. 19 in etwas verkleinertem Maassstabe wiedergegeben ist. Er vergleicht nun die beiden Spectren, die ja als Stütze seiner Theorie

Fig. 19.

dienen sollen, dass Emission und Absorption identisch seien und sagt: „Vergleicht man nun das solare mit dem electrischen Spectrum, so findet man, dass einige der Linien, wie C, D, E, G und man kann auch sagen H“, — diese Buchstaben bedeuten nicht die entsprechenden Fraunhoferschen Linien, — „ihre entsprechenden im Sonnenspectrum haben, aber für die stärksten, γ und δ, findet dies nicht statt. Indess kann man um so weniger eine vollkommene Entsprechung zwischen dem solaren und dem electrischen Spectrum verlangen, als die Linien im ersteren, wie allgemein angenommen wird, nicht blos durch Einwirkung der Atmosphäre der Erde, sondern auch durch eigene Einwirkung der Sonne entstehen.“ Er verweist hier auf Brewsters Resultate, und fährt dann fort: „Die Analogie zwischen den beiden Spectren mag indess mehr oder weniger vollständig sein, wenn man von allen ihren Einzelheiten absieht; in ihrer Ganzheit betrachtet, machen sie doch den Eindruck, als wäre das eine Spectrum so zu sagen die Umkehrung von dem anderen. Ich bin deshalb überzeugt, dass die Erklärung der dunklen Linien im Sonnenspectrum zugleich die Erklärung der leuchtenden im electrischen enthält, diese Erklärung mag übrigens entweder in einer Interferenz des Lichts oder in der Eigenschaft der Luft, nur gewisse Oscillationsreihen anzunehmen, gesucht werden.“

58. Wir wollen hier einen Augenblick Halt machen, und uns Ångströms Schlüsse etwas genauer betrachten: Zunächst meint er also, ein Körper müsse

1) Niepce de Saint-Victor, Premier mémoire sur une relation existant entre la couleur de certaines flammes colorées, avec les images heliographiques colorées par la lumière. C. R. **32**. p. 834—841 (1851). Auch Ann. chim. et phys. (3) **32**. p. 373—383 (1851). Pogg. Ann. Ergänzungsbd. **3** p. 442—450 (1853).

glühend die Wellen emittiren, welche er in gewöhnlicher Temperatur absorbirt. Abgesehen davon, dass der Satz so theoretisch falsch ist, begreift man nicht recht, wie Ångström dazu gelangt ist, verschiedene Temperaturen für Emission und Absorption geradezu zu verlangen, während er doch gleich darauf selbst sagt, dass bei der anderen Temperatur die Elasticitätsverhältnisse geändert seien. Dass er aber seine Worte wirklich so meint, wie sie dastehen, zeigt die Anführung der Versuche von Niepce. — Nach seiner Theorie müsste weiter, da er constatirt, die Luft besitze ein Emissionsspectrum, welches er zeichnet, dies selbe Spectrum sich im Tageslichte finden, die Luftlinien müssten Fraunhofersche Linien sein. Das findet sich nun nicht bestätigt; da hilft sich Ångström mit der Bemerkung, völlige Uebereinstimmung könne man nicht erwarten, da das Sonnenspectrum auch Sonnenlinien enthalten könne. Wie falsch dieser Schluss von Ångström ist, liegt auf der Hand: er musste schliessen, wir können nicht erwarten, alle Fraunhoferschen Linien im Luftspectrum zu finden, wohl aber müssen alle Luftlinien unter den Fraunhoferschen sein. Fast noch schlimmer als dieser falsche Schluss scheint mir indessen die Erklärung, im Grossen und Ganzen seien beide Spectra wirklich die Umkehrung von einander. Wir wissen ja heute, dass dies nicht der Fall sein kann, aber mir scheint, ein solcher Schluss hätte auf Grund der Ångströmschen Zeichnung auch von ihm nie und nimmer gezogen werden dürfen, da das einfach den Thatsachen Gewalt anthun heisst. Also sowohl sein Satz über Emmission und Absorption ist falsch, als auch der Versuch, ihn zu beweisen, vollkommen verunglückt, und ich denke, jeder, der zu damaliger Zeit die Abhandlung las, musste den Schluss ziehen, Emmission und Absorption haben nichts mit einander zu thun.

59. Aber fahren wir in der Abhandlung fort. Ångström giebt nun Zeichnungen der Funkenspectra von Pb, Sn, Zn, Cd, Bi, Cu, Hg, Ag, Au, Pt, Sb, As, Fe, FeO_2, PbO, Legirungen von Sn mit Pb und Zn. Allen Metallen gemeinsam sei eine Linie, die er n nennt (die Natriumlinie). Er bemerkt, dass die Linien vielfach nur dicht an den Electroden auftreten, in der Mitte nicht sichtbar sind, dass sie bei verschiedenen Elementen in verschiedenen Theilen des Spectrums liegen, dass Legirungen die Linien beider Bestandtheile zeigen. Die Metalllinien könnten nicht auf Interferenz beruhen, denn dann könnten sie nicht so scharf sein, sondern man müsse annehmen, „dass sie den Oscillationsreihen des Metalls im gasförmigen Zustande entsprechen.“ Es folgt dann eine etwas unklare Beschreibung des Spectrums einer Flamme von Jod in Alkohol. Ångström scheint hier einige Male ein Absorptionsspectrum gesehen zu haben. — Das Dopplersche Princip könne nicht richtig sein, denn die Metalltheilchen, welche bei den Funken mit der Electricität fortgeführt würden, müssten sehr bedeutende Geschwindigkeit besitzen; trotzdem sei von einer Verschiebung der Linien, wenn man längs des Funkens sehe, keine Rede. — Ångström geht nun an die Untersuchung der Spectra verschiedener Gase, indem er zwei Electroden in einer Glasröhre anbringt, und verschiedene Gase durchströmen lässt. In Sauerstoff werden die Metallinien sehr schwach, ein

Beweis dafür, dass sie nicht durch Oxydation entstehen. Das Spectrum der Kohlensäure glich fast völlig dem des Sauerstoffs; er nimmt an, die CO_2 sei dissociirt worden. Er lässt dann die Metallkugeln vergolden, um sich zu überzeugen, dass die Linien, die er nur im Sauerstoff, nicht in Luft, gesehen, nicht von Oxydation der Metalle herrühren. Dabei wird jedoch das Spectrum des Goldes etwas anders, als er es vorher in Luft gefunden hatte. — Stickoxyd zeigte Linien von Sauerstoff und Luft, Wasserstoff gab 2 Linien im Roth, davon eine schwach, eine im Grün, eine im Blau, alle drei merkwürdig breit und unscharf. Kohlenwasserstoff gab nur das H-Spectrum, Stickstoff im wesentlichen das Luftspectrum. Dies zeige, dass „das Luftspectrum nicht eigentlich als ein Resultat der Verbrennung des Stickstoffs in Sauerstoff zu betrachten ist, sondern als ein einfaches Glühphänomen. — Eine andere Frage ist die: ob das Glühen der Gastheilchen direct durch die Fortpflanzung der Electricität, oder ganz mechanisch durch die Bewegung der Metalltheilchen zu Stande kommt. Dies letztere scheint hauptsächlich der Fall zu sein.“ — Bei Schwefelmetallen findet er nur unmittelbar an den Electroden kleine Lichtpünktchen an der Stelle, wo die Metalle ihre Linien zeigen, in der Mitte aber volle Dunkelheit. „Es scheint also, dass in diesem Falle die Luft allein die Electricität fortpflanzte, sie aber das gewöhnliche Spectrum nicht mit einer zur Beobachtung hinreichenden Lichtstärke gab, deshalb, weil die Metalltheilchen nicht durch ihre Bewegung die Luft ins Glühen versetzten.“ Schwefel und Kohle scheinen keine Spectra zu geben. „Fasst man die Beobachtungen zusammen, welche in dem Vorhergehenden über die Spectra der Gase angeführt sind, so folgt, dass sich die meisten hellen Linien beim Sauerstoffspectrum im blauen und violetten Felde befinden, beim Stickstoff im grünen und gelben, beim Wasserstoff im rothen. Diese Erscheinung muss nothwendig in näherem Zusammenhang stehen mit den chemischen und thermischen Eigenschaften der Gase.“ Und nun folgen Speculationen über chemische Verwandtschaft und Schwingungen der Moleceln, denen wir hier nicht folgen wollen; aber am Schlusse befindet sich noch eine interessante Bemerkung: „Eine Frage von grossem Interesse, deren Beantwortung aber auf bedeutende Schwierigkeiten stösst, ist die: weshalb das Spectrum, welches man von den glühenden Theilchen im electrischen Funken erhält, nur gewisse Farben zeigt und nicht, wie es bei einem zum Glühen gebrachten Metallstück der Fall ist, alle Farben in einem zusammenhängenden Ganzen. Ein glühender Platindraht giebt ein Spectrum ohne glänzende Linien; der electrische Funken aus Platin giebt aber solche Linien in Menge. Nicht ohne Zweifel, ob ich in dieser Sache das Rechte getroffen haben möge, wage ich folgende Erklärung aufzustellen: Die Theorie der kleinen Bewegungen im Allgemeinen lehrt, dass die Menge der Molecularbewegungen eines Körpers das dreifache der Anzahl der Molecüle innerhalb der Attractionssphäre ist, und daraus folgt, dass wenn dieser Molecüle unendlich viele sind, auch die Menge ihrer Bewegungen unendlich sein muss. Dies braucht indess nicht der Fall zu sein mit den Metalltheilchen, welche durch die Electricität fortgeschleudert werden. Diese Theilchen können in Grösse bedeutend unter der Attractions-

sphäre der Molecüle bleiben; dadurch wird die Anzahl der möglichen Oscillationen eingeschränkt, weshalb auch das Spectrum kein zusammenhängendes Ganzes bilden kann.“ Den Schluss der Abhandlung bilden Betrachtungen über Fluorescenz; Ångström meint, das einfallende Licht errege die Molecüle, welche zu schwingen beginnen und dadurch den umgebenden Aether erregen. — Von den mancherlei Einzelheiten, welche die Abhandlung noch enthält, muss noch eine erwähnt werden: Die Spectra der Legirungen sind im Allgemeinen die Summe der Spectra der Bestandtheile, aber „bei ZnSn waren die Linien im Blau etwas nach dem Violetten verschoben, aber höchst unbedeutend.“

60. Damit sind die wesentlichsten Punkte dieser wichtigen Untersuchung angegeben. Ångström hat damit die Kenntnisse, welche Wheatstone und Masson gegeben hatten, wesentlich erweitert. Vor allem wissen wir nun, dass die Funkenspectra sich zusammensetzen aus den Gasspectren und den Metallspectren, und es sind eine Reihe solcher Spectra in groben Umrissen bekannt. Sehr wichtig ist auch, dass Ångström der erste ist, dem der fundamentale Unterschied zwischen festen und gasförmigen Körpern klar wird, und dass er dafür sogar die Erklärung giebt. Er ist auch der erste, der sich in die Schwingungen der Moleceln ordentlich hineingedacht hat, und durch Anwendung der Euler-schen Betrachtungen über Resonanz eine Beziehung zwischen Emission und Absorption ahnt. Dass er aber nicht zu voller Klarheit gelangt ist, ist zweifellos durch seinen Schluss erwiesen, dass man die Absorption im kalten Zustande mit der Emission bei hoher Temperatur vergleichen müsse, was er dann ja auch selbst ausführt, indem er die Absorption unserer Erdatmosphäre vergleicht mit dem Funkenemissionsspectrum der Luft. Dass er sich dabei durch den Wunsch, seine Vermuthung bestätigt zu sehen, dazu verleiten lässt, beide wirklich für sehr ähnlich zu erklären, haben wir schon besprochen, und es mag das zum Theil entschuldigt werden durch die geringe Bekanntschaft mit Spectren; erklärt er doch auch weiterhin das Spectrum des Wasserstoffes für sehr ähnlich dem der Alkoholflamme. Dass übrigens Ångström auch von der Unveränderlichkeit eines Spectrums nicht voll überzeugt war, folgt aus seiner Angabe, dass im Spectrum der Legirung die Linien etwas verschoben gewesen seien gegen die der reinen Metalle. — So können wir Ångström zwar als einen der bedeutendsten Vorgänger Kirchhoffs gern anerkennen, sogar zugeben, dass er experimentell und theoretisch der Entdeckung der Spectralanalyse und dem Kirchhoffschen Gesetze sehr nahe gekommen ist, aber erreicht hat er diese Ziele nicht.

61. Ungefähr gleichzeitig hat in den Vereinigten Staaten D. Alter[1] Spectralversuche gemacht. Als er vor ein Licht einen horizontalen Spalt hielt und ihn durch ein Prisma betrachtete, sah er einige helle Bänder, eins im Orange, eins im Grün, im Blau und im Violett. Eine Alkoholflamme zeigte dasselbe Bild, nur das orange Band fehlte, die Gebläseflamme zeigte die 5 Bänder sehr stark. Er findet weiter, dass auch starke Funken zwischen

1) D. Alter, On certain physical properties of light, produced by the combustion of different metals, in the electric spark, refracted by a prism. Americ. J. (2) **18**. p. 55-57 (1854).

Metallelectroden helle Bänder zeigen, Legirungen die Bänder beider Metalle; auch wenn die Electroden aus verschiedenen Metallen gebildet sind, treten die Linien beider Metalle auf. Ein orangefarbiges Band (= D) scheine allen Metallen gemeinsam zu sein. Ausser den hellen Bändern trete auch ein continuirliches Spectrum auf, welches bei Sn, Fe, Sb stark sei, bei Ag, Cu, Zn schwach. Er beschreibt und zeichnet die Spectra von Ag, Cu, Zn, Pt, Au, Sb, Bi, Sn, Pb, Fe, Messing; die nebenstehende Fig. 20 ist eine Reproduction seiner Zeichnung.

In einer zweiten kurzen Notiz[1]) theilt Alter mit, dass bei Entladungen zwischen Metallen zum Theil dieselben Linien auftreten, und er vermuthet, dass diese Linien das Gas characterisiren, durch welches der Funke schlägt. Er untersucht daher die Funken in verschiedenen Gasen und findet seine Vermuthung bestätigt. Er beschreibt, in ähnlicher Weise, wie vorher die Metallspectra, die Spectra von Luft, Wasserstoff, Stickstoff, Chlor, Kohlensäure, Schwefelwasserstoff; Sauerstoff gebe nur ein continuirliches Spectrum, Wasserstoff zeige eine sehr starke rothe Linie, zwei schwache grüne, eine schwache blaue. Die rothe Linie des Wasserstoffs könne die rothe Farbe der Blitze erklären, welche Wasser treffen, während Blitze durch Luft weiss seien. „The colours also, observed in the aurora borealis, probably indicate the elements involved in that phenomenon. The prisma may also detect the elements in shooting stars, or luminous meteors.“ Den Schluss der Abhandlung bildet Folgendes: „Da es durch die vorstehenden Betrachtungen nachgewiesen ist, dass electrisches Licht, ob vom unterbrochenen galvanischen Strom oder von der gewöhnlichen Electrisirmaschine erzeugt, durch das Prisma in verschiedene helle Linien zerlegt wird, und dass das so von einem Element hervorgerufene Licht sich durch Zahl, Helligkeit und Lage der Bänder von jedem anderen Element unterscheidet, so dass es sofort durch den blossen Anblick erkannt werden kann,“ so stellt er die Frage, ob es nur zwei electrische Pole gebe, oder ob nicht vielleicht jedes Molecel viele Pole habe, deren Zahl die Zahl der Linien des Spectrums entspreche.

Fig. 20.

Man sieht, dass Alter ein recht guter Beobachter war, der etwa denselben Standpunkt auf dem Gebiete der Emission erreicht hat, wie Ångström. Interessant ist bei ihm der Hinweis auf die astronomischen Anwendungen.

62. Eine vortreffliche Untersuchung über das Spectrum der Flammen

1) D. Alter, On certain physical properties of the light of the electric spark, within certain gases as seen through a prism. Americ. J. (2) **19**. p. 213—214 (1855). Auf Alter als einer der Entdecker der Spectralanalyse weist später E. Stieren hin. Pogg. Ann. **132**. p. 469—472 (1867).

verdanken wir Swan.[1]) Er bemerkt, dass eine Flamme in ihrem unteren Theile eine gelbe Linie zeige, welche auch durch Einführung von Kochsalz in die Flamme hervorgerufen wird; es genügen dazu schon minimale Mengen, z. B. 1 : 2, 5 Mill. Gran. Es sei dies die Linie, welche Fraunhofer mit R bezeichnete. „The question then arises, whether this line in the candle flame is due to the combustion of the carbon and hydrogen of which tallow is chiefly composed, or is caused by the minute traces of chloride of sodium contained in most animal matter.“ Er kommt zum Schluss, es sei wahrscheinlich, dass die gelbe Linie R, welche in dem Spectrum fast aller Flammen erscheint, jedesmal von der Anwesenheit kleiner Natriummengen herrührt. Swan stellt dann Flammen aus einer grossen Anzahl flüssiger und fester Verbindungen von C, H, O her und betrachtet ihr Spectrum, aber wieder in unvollkommener Weise, ohne Collimatorrohr. Er findet, das Spectrum sei immer ein und dasselbe, nur die schwächsten Linien variirten etwas, ebenso der continuirliche Grund, den er für eine Folge der in der Flamme schwebenden festen Kohletheilchen erklärt. Ist dies Spectrum zu stark, so bläst er Luft in die Flamme ein, wodurch die Kohle besser verbrannt und das continuirliche Spectrum geschwächt wird. Da das Spectrum immer dasselbe sei, könne es nur von einer Verbindung von C und H herrühren, da nur diese beiden Elemente in allen untersuchten Substanzen vorhanden seien; Sauerstoff könne keinen Einfluss haben, ebensowenig das Verhältniss von H zu C in der Verbindung. — In einer Nachschrift theilt er dann weiter mit, dass er nun mit einem vollkommneren Apparat mit Collimator die Linien genauer gemessen habe, und er giebt eine Zeichnung, nebst einer solchen der Fraunhoferschen Linien, so dass man die Lage seiner Linien gut übersehen kann. Fig. 21 giebt in verkleinertem Maassstabe diese Zeichnung wieder. —

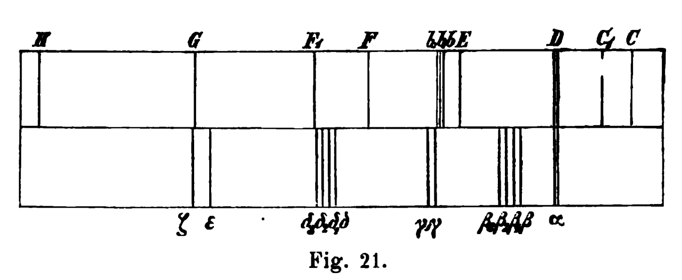


Fig. 21.

So vortrefflich die Arbeit ist, so ist doch der Schluss, das Spectrum müsse von einer Verbindung von C + H herstammen, ein vorschneller. Ebensogut, wie der Sauerstoff bei vielen der untersuchten Verbindungen nichts mit dem Spectrum zu thun hat, kann auch der Wasserstoff nichts damit zu thun haben. Das Spectrum, welches nach dieser seiner ersten Beschreibung das Swansche Spectrum genannt wird, oder das Flammenspectrum, wird in der That heute von fast allen Spectroscopikern nicht den Kohlenwasserstoffen, sondern der Kohle selbst zugeschrieben. Nach Swans Beschreibung

1) W. Swan, On the prismatic spectra of the flames of compounds of carbon and hydrogen. (Read April 1856.) Edinb. Trans. **21**. III. p. 411—429 (1857). Pogg. Ann. **100**. p. 306 - 335 (1854). Vgl. auch: W. Swan, Note on professor Kirchhoff' and Bunsen's paper: „On chemical analysis by spectrum-observations. Phil. Mag. (4) **20**. p. 173- 175 (1860).

und Zeichnung sollte man denken, es sei ein Linienspectrum, während es in Wahrheit ein Bandenspectrum ist; Swans Linien sind die hellsten Kanten der Banden. — In der Zeichnung ist auch die gelbe Doppellinie aufgenommen und α genannt, aber Swan wiederholt noch einmal, dass sie nach seiner Meinung nichts mit C zu thun habe. Die Linien seines Spectrums coincidirten nicht mit Fraunhoferschen Linien, sondern fielen in helle Zwischenräume derselben. Dass sein Spectrum recht gut gewesen sein muss, geht daraus hervor, dass er angiebt, die Linie b_3 sei doppelt.

63. Wieder einen Schritt weiter in experimenteller Hinsicht führen die Untersuchungen von van der Willigen[1]), welcher zeigt, dass, wenn man auf Metallelectroden Salzlösungen bringt, der Funke das Spectrum des im Salze enthaltenen Metalles zeigt, und welcher genauer, als seine Vorgänger, angiebt. unter welchen Bedingungen im Funkenspectrum die Linien des Gases oder der Electroden dominiren. van der Willigen benutzt Drähte von 1 mm Durchmesser aus verschiedenen Metallen als Electroden, welche er in Röhren bringt, so dass er sie in verschiedenen Gasen und unter verschiedenem Drucke derselben untersuchen kann. Bei grossem Abstand der Electroden treten in der Mitte nur die Gaslinien auf, bei kleinem Abstand überwiegen die Linien des Metalls, — er benutzt einen Ruhmkorffschen Apparat mit Leidner Flasche. Platin giebt sehr wenig Metalllinien, ebenso Kohle. Bei Befeuchten der Electroden mit Wasser treten die Linien des Wasserstoffs und die gelbe D-Linie auf; bei Befeuchten mit Salzsäure werden die Metalllinien sehr hell, Salpetersäure und Schwefelsäure wirken wie Wasser. Ebenso werden die Metalllinien sehr hell in Chlor. Wenn man auf Electroden, die selbst wenig Linien geben. z. B. solche aus Platin, Salzlösungen bringt, so erscheinen neue Linien, „die unzweifelhaft characteristisch für das Metall dieser Verbindung sind. Die Chloride scheinen hierzu fast ausschliesslich geschickt; mit schwefelsauren Salzen gelingen die Versuche, so viel ich weiss, gar nicht.“ Er beschreibt dann die Spectren von Luft, Kohlensäure, — welches er „dem von Luft ähnlich, wahrscheinlich gleich“ findet, — Sauerstoff, das er ebenfalls für nahe identisch mit Luft zu halten scheint, Wasserstoff, wo er ausser D drei Linien sieht, darunter die rothe scharf, die andern unscharf, Stickoxyd und -oxydul. ebenfalls identisch mit Luft oder Stickstoff, endlich Chlor. Er ist zweifelhaft. ob das im Wasserstoff beobachtete Spectrum zu diesem oder zu Wasserdampf gehört. Er bemerkt, dass sobald die Gase durch Luft verunreinigt seien, die Luftlinien auftreten, was wichtig sei, „indem daraus hervorgeht, dass die Stelle von Linien unter einem bestimmten Druck des umgebenden Gases bestimmt ist, übrigens jedoch unabhängig ist von dem grösseren oder geringeren Abstand seiner Theilchen: auch erhellt daraus, dass die Intensität der besagten Linien abhängt von der grösseren oder kleineren Zahl von Lufttheilchen, die gleichzeitig der Wirkung der Funken unterworfen werden.“ Aber wenn der Druck

1) V. S. M. van der Willigen, Ueber das electrische Spectrum. Verslagen en Mededeel. d. Akad. v. Wetensch. **7.** p. 209—232, 266—280, 362—367; **8.** p. 32—64. 189—224, 308—315: **9.** p. 300—306 (1858).* Pogg. Ann. **106.** p. 610—632 (1859); **107.** p. 473—479 (1859).

der Luft durch Auspumpen gering gemacht wird, so treten ganz andere Verhältnisse auf: dann zeigt nämlich die Luft zwei Bandenspectra an den beiden Electroden, die freilich gemischt sind, aber sich trennen lassen. Dazu ist aber die Anwendung der Leidner Flasche nicht zweckmässig. Eine Tafel zeigt die Spectra von Luft, Chlor, dem positiven und dem negativen Pol in verdünnter Luft.

In einer zweiten Abhandlung[1]) findet van der Willigen im Gegensatz zu Ångström, dass Kohle im Funken ein Spectrum zeige. Er benutzt Electroden aus Gaskoaks oder Holzkohle. Das Spectrum, welches im wesentlichen identisch ist mit dem einer Stearinkerze oder einer Oelflamme, hält er für ein Spectrum der Kohle selbst. Auch wenn man Tropfen verschiedener Oele auf Metallelectroden bringt, wird dies Spectrum sichtbar.

Wie man aus dieser kurzen Inhaltsangabe ersieht, hat van der Willigen die Erscheinungen gut beobachtet und eine ganze Reihe neuer Thatsachen entdeckt. Er ist danach auch der erste gewesen, der bei einem Element verschiedene Spectra gefunden hat, wenn ihm auch natürlich die Bedeutung der Erscheinung nicht klar geworden ist. Die Bandenspectra am negativen und positiven Pol in verdünnter Luft hatte übrigens schon ein Jahr früher Dove[2]) beobachtet und beschrieben, freilich in so unvollkommener Weise, dass man daraus nicht viel entnehmen kann. Er scheint die Bandenspectra für Absorptionsspectra gehalten zu haben, da er immer nur von dunklen Linien spricht.

64. Im Jahre 1855 hatte Helmholtz[3]) wichtige Untersuchungen über Spectralfarben ausgeführt, die uns aber hier nichts angehen; für uns ist nur zu erwähnen, dass Helmholtz dabei fand, dass das ultraviolette Licht recht gut auf das Auge wirkt, wenn man dasselbe gegen die übrigen Strahlen genügend schützt. Mit einem Apparate aus Glas, welches das Ultraviolett ja stark schwächt, gelang es ihm, beinahe bis zur Linie p von Stokes das Sonnenspectrum zu sehen, ebenso weit, als es auf einem fluorescirenden Schirme sichtbar war. Dann[4]) lässt er sich einen Apparat aus Quarz anfertigen, und mit diesem sieht er bis über p hinaus, was übrigens schon Stokes[5]) selbst gethan hatte. Das ultraviolette Licht erscheine, wenn lichtschwach, tief indigblau, wenn stärker, weisslich blau. Er weist dann noch nach, dass wir wirklich die Lichtstrahlen sehen, nicht etwa eine durch sie erzeugte Fluorescenz der Netzhaut. Eine solche ist freilich vorhanden, aber sie ist sehr schwach, und das Fluorescenzlicht ist grünlich gefärbt.

65. Mit denselben Prismen unternimmt dann E. Esselbach[6]) eine Be-

1) Van der Willigen, Ueber das electrische Spectrum. Pogg. Ann. **107**. p. 473—479 (1859).

2) H. W. Dove, Ueber den Unterschied der prismatischen Spectra des am positiven und negativen Pol im luftverdünnten Raum hervortretenden electrischen Lichtes. Pogg. Ann. **104**. p. 184—188 (1858).

3) H. Helmholtz, Ueber die Zusammensetzung der Spectralfarben. Pogg. Ann. **94**. p. 1—28 (1855).

4) H. Helmholtz, Ueber die Empfindlichkeit der menschlichen Netzhaut für die brechbarsten Strahlen des Sonnenlichts. Pogg. Ann. **94**. p. 205—211 (1855).

5) G. G. Stokes, Phil. Trans. 1852. p. 558.

6) E. Esselbach, Eine Wellenmessung im Spectrum jenseits des Violetts. Pogg. Ann. **98**. p. 513—546 (1856).

stimmung der Wellenlängen im Ultraviolett, der erste Versuch derart. Er erzeugt dazu in dem gesehenen Spectrum mit Hülfe eines Quarzplättchens Talbotsche Streifen, aus denen er unter Annahme der Fraunhoferschen Werthe für C und H und aus den von ihm bestimmten Brechungsexponenten des Quarzes die Wellenlängen der Fraunhoferschen Linien B bis H, dann der Stockesschen L bis P, endlich noch zweier kürzerer, die er Q und R nennt, ermittelt. Für R findet er 309 $\mu\mu$, einmal gelingt es ihm noch weiter zu sehen bis zu einer Linie, welche er S nennt, und die die Wellenlänge 304 bis 305 $\mu\mu$ haben soll. Die nebenstehende Fig. 22 giebt seine Zeichnung wieder.

Fig. 22.

66. John Hall Gladstone[1]) hat eine Reihe von Untersuchungen über Absorptionsspectra von Flüssigkeiten ausgeführt, welche hier nur kurz berührt werden sollen, obgleich sie eine ganze Menge guter Beobachtungen und Ideen enthalten. So nimmt er, um gleich den Einfluss der Schichtdicke mit einem Blick zu übersehen, für die Absorptionsgefässe keilförmige Flaschen. Er beobachtet, dass häufig bei zunehmender Verdünnung nur das Absorptionsspectrum des Metalles übrig bleibt, also z. B. dann das Chlorid und das Bromid von Cu, das Chlorid und das Jodid von Ni identische Spectra geben. In einer anderen Abhandlung untersucht er den Einfluss der Temperatur auf die Absorptionsspectra, findet, dass Temperatursteigerung der Lösung oft dieselbe undurchlässiger macht, oft aber auch vornehmlich die Wirkung des Halogens gegenüber dem Metall steigert.

67. Höchst absonderliche Ideen entwickelt Robiquet[2]), der zuerst den Lichtbogen in umfangreicherer Weise zur Erzeugung von Spectren benutzt. In seiner Abhandlung beschreibt er zunächst das Absorptionsspectrum der Untersalpetersäure, indem er als Lichtquelle glühende Metalldrähte nimmt. Er überzeugt sich, dass das Spectrum von der Lichtquelle unabhängig ist. Jod und Brom geben andere Absorptionsspectra, während er von Chlor kein solches erhalten kann. Dann betrachtet er das Spectrum der Flamme und findet eine gelbe, zwei grüne, drei blaue und vier violette Linien. Endlich verdampft er Metalle im Bogen; er sagt: „Toutes les

1) J. H. Gladstone, On the colour of salts in solution, each constituent of which is coloured. Phil. Mag. (4) **14**. p. 418—423 (1857). On the effect of heat on the colour of salts in solution. Phil. Mag. (4) **14**. 423—426 (1857). On the use of the prism in qualitative analysis. Quart. J. chem. soc. **10**. p. 79—91 (1858). On an optical test for Didymium. Quart. J. chem. soc. **10**. p. 219—221 (1858).

2) E. Robiquet, Recherches sur les raies du spectre solaire et des différents spectres électriques. C. R. **49**. p. 606—610 (1859).

parties du spectre sont couvertes de bandes noires très étroites laissant voir entre elles les diverses couleurs absolument comme les lames d'une jalousie laissent passer la lumière, et c'est ainsi que ces interstices paraissent autant de raies brillantes très larges." Diese Linien seien nicht mit denen von Masson zu verwechseln, die nach Masson von losgerissenen Metalltheilchen herrühren. Er findet weiter, dass das ultraviolette Licht gut durch Quarz, wenig durch Flintglas hindurchgehe. Er schliesst: „Tout corps incandescent, quelle que soit sa nature chimique, donne un spectre sans raies: si ce corps, en se volatilisant, s'entoure de vapeurs incolores et transparentes, les raies n'apparaissent pas encore; mais si les vapeurs produites sont lourdes, promptement condensables à la température ambiante et, à plus forte raison, si elles sont en même temps colorées, elles interceptent une partie plus ou moins considérable du rayonnement totale. Pour expliquer l'action de ces vapeurs, on ne peut mieux les comparer qu'à un écran en forme de grille, dont les barreaux inégalement espacés seraient tantôt d'une ténuité extrême, tantôt d'un diamètre considérable. Dans le premier cas, l'ombre projetée se traduit par des raies obscures très-fines (raies du spectre solaire); dans le second, les rayons masqués sont en nombre considérable: il se produit de véritables bandes obscures dans les interstices desquelles les parties lumineuses et colorées apparaissent comme autant de bandes ou de raies brillantes (spectre des arcs métalliques)." Ob wohl der Autor selbst geglaubt haben mag, dass dieser Vergleich eine Erklärung der Erscheinungen enthalte?

68. Wir kommen jetzt zu einer Reihe wichtiger Arbeiten von Plücker, die lehrten, auf welche Weise Gase zu behandeln seien, um ihre characteristischen Spectra zu entfalten. Plücker hatte sich eingehend mit der Einwirkung des Magnets auf die Entladungserscheinungen in Gasen beschäftigt und gelangte dadurch zur Untersuchung des dabei auftretenden Lichtes. In der ersten hier in Betracht kommenden Abhandlung [1]) führt er für die Röhren, in denen der Glasbläser Geissler für ihn die Gase einschloss, den Namen „Geisslersche Röhren" ein, obgleich sie ähnlich schon von anderen hergestellt seien. Dieser Name, oder auch Plückersche Röhren, ist ihnen bekanntlich bis heute geblieben, namentlich für die wichtige Form, bei der zur Lichtsteigerung eine Capillare die weiteren Theile verbindet, in denen sich die Electroden befinden. Plücker beschreibt hier die Farben, welche auftreten, wenn man durch solche Röhren, die mit den verschiedensten Gasen und Dämpfen gefüllt sind, Entladungen hindurchgehen lässt, mit und ohne Einwirkung des Magnets. Er beobachtet die häufig auftretenden Farbenänderungen, welche er durch Zersetzung der Dämpfe erklärt; er findet, dass das Metall der Electroden zerstäubt wird, namentlich an der Kathode, und sich als Spiegel auf dem Glase niederschlägt; er bemerkt, dass unter Umständen eine grüne Fluorescenz des Glases auftritt; er constatirt endlich, dass die Farbe des

1) Plücker, Ueber die Einwirkung des Magneten auf die electrischen Entladungen in verdünnten Gasen. Pogg. Ann. 103. p. 88—106 (1858).

Lichtes ganz unabhängig vom Metall der Electroden ist. Während er in dieser Arbeit nur gelegentlich erwähnt, die Spectra der Gase seien verschieden, werden in der folgenden [1]) die Spectra etwas ausführlicher beschrieben, wenn auch noch ohne Messungen. Er findet hier, dass das Licht in der Capillare häufig anders ist, als in den weiteren Theilen, dass sich die Farbe oft ändert, theils durch die Entladungen, theils durch den Einfluss eines Magnets. Jedes Gas hat sein characteristisches Spectrum, mit einer Farbenänderung des Gases ist nicht immer eine Veränderung des Spectrums verknüpft, sondern meist ändert sich nur die Intensität einzelner Linien, während das Characteristische des Spectrums erhalten bleibt. Er beschreibt dann einzelne Spectra, zuerst Wasserstoff, welches er unter einem Druck von 2 bis 3 mm einfüllt. Er sieht 5 Linien, darunter die Natriumlinie, die rothe Wasserstofflinie nicht. Dann folgt Fluorborgas; er hat nach seiner Beschreibung hier ein Bandenspectrum gesehen, und er sagt: „es erscheint das Spectrum wie eine cannelirte Säule in heller Beleuchtung.“ Das Spectrum von Sauerstoff konnte er nicht erhalten, da das Spectrum sich während der Beobachtung veränderte, das Gas aus dem Rohre verschwand und ein Vacuum entstand. Die Beschreibung der Spectren wird hier und auch noch in späteren Arbeiten dadurch oft unklar, dass er bald die hellen Linien aufzählt, welche er sieht, bald die dunklen Zwischenräume. Während man nach seinen Worten nicht daran zweifeln kann, dass er sich völlig klar darüber gewesen sei, dass er es mit Emissionsspectren zu thun hat, klingt seine Beschreibung der Spectren sehr oft so, als habe er ein Absorptionsspectrum. Plücker sagt am Schlusse: „Diese Spectra sind wesentlich verschieden von denjenigen, welche dem electrischen Lichtbogen in der Luft und den in demselben glühenden oder verbrennenden Metallen entsprechen. Ich zweifle daran, dass von der Electroden übergeführte Theilchen Einfluss auf die oben beschriebenen Spectra haben, sondern glaube vielmehr, dass dieselben lediglich dem verdünnten Gase angehören.“

69. In der folgenden Abhandlung [2]) spricht er dasselbe ganz bestimmt aus: die Lichterscheinungen in Geisslerschen Röhren hängen nur von den Gasen ab und „geben bei der Schönheit und der grossen Mannichfaltigkeit der Spectra für verschiedene Gase ein neues characteristisches Kennzeichen der Gase ab, und, bei einer etwaigen chemischen Veränderung des Gases, lassen sie die Natur dieser Veränderung sogleich erkennen.“ — „Die meisten Gase erleiden in den Geisslerschen Röhren, wenn der Strom hindurchgeht, Veränderungen,“ entweder plötzliche oder langsame; die Gase erleiden Zersetzungen, oder das Gas selbst, oder Bestandtheile desselben gehen mit der Electrode Verbindungen ein. Als Beispiel führt er schweflige Säure an, die aus dem Rohr verschwindet, bei Erhitzung der Electroden aber wieder frei wird. Als Beweis dafür, dass nur die Gase die Lichterscheinungen geben, die Metalle aber

---

1) Plücker, Fortgesetzte Beobachtungen über die electrische Entladung durch gasverdünnte Räume. Pogg. Ann. **104**. p. 113—128 (1858).

2) Plücker, Fortgesetzte Beobachtungen über electrische Entladung. Pogg. Ann. **105**. p. 67—84 (1858).

ohne Einfluss sind, führt Plücker noch die Thatsache an, dass Wasserstoff, Arsenwasserstoff und Antimonwasserstoff ihm alle drei genau dasselbe Spectrum gaben, nämlich das des Wasserstoffs. Die Gase mussten also zerfallen sein, und trotzdem machten sich die Metalle nicht bemerklich. — Er erhält jetzt ein reines Wasserstoffspectrum, in welchem er drei Linien sieht, eine rothe, eine grünblaue, eine violette. Bei N hat er sicher das Bandenspectrum gesehen, die Beschreibung ist aber sehr unklar. Dasselbe gilt von Kohlensäure. In gemischten Gasen treten die Spectra beider Bestandtheile auf, z. B. wenn er H und CO_2 mischt. Ebenso zeigt NH_3 die Spectren von H und N; „es war nicht möglich, das Spectrum des zusammengesetzten Gases zu erhalten.“ Beim O tritt wieder die Schwierigkeit auf, dass das Gas durch Verbindung mit der Electrode verschwindet, während das Rohr sich mit Platinoxyd überzieht; nur Anfangs sind ein paar Linien im Roth und Orange sichtbar. Stickoxyd und Oxydul und salpetrige Säure zerfallen in N und O. Wssserdampf zeigt die Linien des H. Das früher beobachtete CO_2-Spectrum stellt sich als ein CO-Spectrum heraus, welches sich aber auch nicht lange hält. Endlich beschreibt Plücker noch die Spectra von J, Br, Cl, welche aus hellen und dunklen feinen Linien bestehen sollen.

70. In der letzten und wichtigsten seiner Abhandlungen[1]) betont Plücker noch energischer die hohe Bedeutung der Gasspectra; diesselbe liege einmal in der Benutzbarkeit dieser Linien zu verschiedenen optischen Messungen anstatt der Fraunhoferschen Linien. „Andererseits wird die Natur des Gases und seine chemische Veränderung durch die Lichtlinien seines Spectrums in characteristischer Weise angezeigt. Aber um hier vor Fehlschlüssen sich vollkommen sicher zu stellen, ist es unumgänglich nothwendig, die Lage der Lichtlinien, die den verschiedenen Gasen eigenthümlich sind, in den Spectra derselben mit grösster Genauigkeit zu kennen. Dann ist das Vorhandensein eines Gases durch eine seiner Linien mit Bestimmtheit nachgewiesen und sichere Mittel sind uns geboten, mannichfaltige Fragen über die chemische Constitution von Gasen und Dämpfen zu beantworten.“ Plücker entschliesst sich daher, die wichtigsten Linien zu messen, und zwar in Wellenlängen, damit seine Angaben frei von der Beschaffenheit des speciellen Prismas seien. Er benutzt ein Babinetsches Goniometer mit Collimator, welches halbe Minuten ablesen lässt, ein Flintglasprisma von 60°, welches er mittelst der Fraunhoferschen Angaben für Wellenlängen aicht. Seine Messungen können natürlich nur geringe Genauigkeit beanspruchen, da Fehler von einer Minute leicht möglich sind, und dem im Roth etwa 17 A. E. entsprechen, im Gelb etwa 11, im äussersten Violett 3 A. E. Immerhin ist der Fortschritt gegenüber den bis dahin allein üblichen Zeichnungen ein ganz bedeutender. Er sagt, die Linien haben die Breite des Spaltes, oder wenn sie breiter erscheinen, sind sie meist auflösbar in mehrere, die durch dunkle Zwischenräume getrennt sind, obgleich theoretisch auch breitere Linien möglich wären. Der Hintergrund ist meist nicht ganz schwarz,

1) Plücker, Ueber die Constitution der electrischen Spectra der verschiedenen Gase und Dämpfe. Pogg. Ann. **107**. p. 497—538 und 638—643 (1859).

sondern grau; „in seltenen Fällen ist der Hintergrund mit der bezüglichen Farbe heller gefärbt (namentlich in dem weniger brechbaren Theile des Spectrums der Kohlensäure und dem schön grünen Theile des Stickstoffspectrums) und die Färbung schattirt sich dann verschiedenartig, oft von schwarzen Grenzen ausgehend, ab. Auf einem solchen Hintergrund treten gewöhnlich dunkle Linien auf.“ Wie man aus diesen Worten sieht, kann sich Plücker noch immer nicht von der Vorstellung frei machen, dass auch dunkle Linien vorhanden seien, und namentlich die Bandenspectra machen ihm in dieser Beziehung Schwierigkeiten. Ganz missverstanden sind seine Betrachtungen über das Sonnenspectrum, welches er weder für ein Absorptionsspectrum, noch für ein Emissionsspectrum gelten lassen will, weil in beiden Fällen die Fraunhoferschen Linien immer mindestens die Breite des Spaltes haben müssten, und das sei nicht der Fall; er hat sich offenbar nicht klar gemacht, dass bei wachsender Spaltbreite die hellen Ränder in die dunkle Linie hineinwachsen, die dunklen Linien also immer schmaler werden müssen, nicht breiter. — Das Leuchten der Gase erklärt er für eine reine Wärmewirkung, da er beobachtet hat, wie stark sich die Geisslerröhren erhitzen. — Um das Schwarzwerden der Röhren durch zerstäubtes Platin zu verhindern, hat Geissler jetzt innere Electroden aus Aluminium eingeführt.

Er beschreibt zunächst das Spectrum des Wasserstoffs, das 3 Linien zeige, welche er $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ nennt, für welche er die Wellenlängen 6533, 4843, 4339 ermittelt. Ein Vergleich mit dem Sonnenspectrum zeigt ihm, dass $H\beta$ genau mit Fraunhofers F zusammenfalle, während die beiden anderen Linien nach seinen Messungen nur sehr nahe mit C und G coincidiren. — Es hat keinen Zweck, hier seine sonstigen zahlreichen Messungen genauer zu besprechen, es genüge zu erwähnen, dass er noch O, was ihm nun endlich mit Aluminiumelectroden gelingt, N, Hg, Na, Br, Cl, J, P, Zinnchlorid, Chlorsilicium, und noch eine ganze Anzahl von Chloriden und Kohlenwasserstoffen untersucht, welche aber meist dissociirt werden und nur das Spectrum des Cl resp. von H und CO zeigen.

Aus dieser Arbeit von Plücker geht deutlich hervor, dass er sich über die Bedeutung dieser Gasspectra in Geisslerschen Röhren ganz klar war, und dass er einer der hervorragendsten Vorgänger von Kirchhoff und Bunsen genannt werden muss. Ich möchte ihn in dieser Beziehung über Ångström stellen, dessen Aussprüche freilich zum Theil bestechender aussehen, aber verbunden mit seinen Versuchen der Kritik doch in keiner Weise Stand halten.

71. In der Sammlung des Physikalischen Institutes zu Bonn habe ich die von Plücker benutzten Röhren vorgefunden, etwa 200 Stück, und sie zeigen noch manches Interessante. So sei ein Versuch erwähnt, sich von dem Beschlag der Röhrenwände mit Platin frei zu machen, der offenbar aus der Zeit vor Einführung des Aluminiums stammt. Fig. 23 zeigt die Vorrichtung: das innere Stück des Platindrahts ist von einem engen Röhrchen umgeben, welches die abgeschleuderten Theilchen auffangen sollte. Einige Exemplare zeigen dies Röhrchen ganz schwarz, während das Geisslerrohr selbst klar geblieben ist; die erwartete Wirkung ist also eingetreten. — Von besonderem Interesse sind aber mehrere Röhren mit Arsen, an welchen Zettel angeheftet sind, abge-

rissene Stücke von Zeitungen u. dergl., auf denen sich Bleistiftnotizen befinden. Eine derselben lautet: „Zeigt 4 Linien. Neues Element!“ Die Angaben der Zettel an den anderen Röhren zeigen, dass Plücker Arsen auf alle mögliche Arten hergestellt hat, um das „neue Element“ zu finden, und bald heisst es: „Zeigt keine Spur der 4 Linien“, bald: „Zeigt die neuen Linien“. — Plücker hat darüber nichts veröffentlicht, weil er wohl bald selbst gefunden hat, dass es sich um kein neues Element handle. Ich habe die Wellenlängen der noch sehr deutlich auftretenden Linien bestimmt, es ergiebt sich, dass sie dem Stickstoff angehören! Es waren also einfach einige Röhren weniger sorgfältig hergestellt. Diese Röhren entstammen, wie ich aus einer freundlichen Mittheilung von Herrn Hittorf ersehe, einer gemeinsamen Arbeit von Hittorf und Plücker in der Zeit nach der ersten Publication von Kirchhoff und Bunsen.

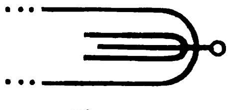


Fig 23.

72. Wir haben nun noch einige theils theoretische, theils experimentelle Untersuchungen von B. Stewart zu besprechen, welche von grosser Wichtigkeit sind, da sie dem Verfasser gestatteten, die Beziehungen zwischen Emission und Absorption der Wärmestrahlung sehr viel genauer festzustellen, als es vorher möglich gewesen war, und damit dem Kirchhoffschen Gesetze sehr nahe zu kommen. Stewart[1]) stellt mit Hülfe einer Thermosäule folgende vier Arten von Versuchen an: 1. Polirte Platten von Glas, Alaun, Selenit, dickem Glimmer, dünnem Glimmer, Steinsalz werden auf 100° erhitzt und ihre Strahlung mit der von Russ von 100° verglichen. Die 3 ersten Körper geben 98% der Strahlung des Russes, dicker Glimmer 92%, dünner Glimmer 81%, Steinsalz 15%. 2. Er lässt verschieden dicke Schichten der Körper strahlen: bei Glas hat die zunehmende Dicke keinen Einfluss, bei Glimmer wächst die Strahlung schwach mit der Dicke, bei Steinsalz stark. 3. Er untersucht, wie viel diese Platten absorbiren von Strahlen, welche von 100° warmen Körpern ausgehen. Es zeigt sich, dass stets mehr absorbirt wird, wenn die Strahlung von derselben Substanz ausgeht, welche absorbirt, als wenn sie von Russ ausgeht. Steinsalz z. B., welches für Strahlung von Russ sehr diatherman ist, lässt nur 33% der Strahlen von Steinsalz durch. 4. Wenn die Strahlen von einer dicken Schicht einer Substanz herkommen, gehen sie leichter durch eine Platte derselben Substanz hindurch, als wenn sie von einer dünnen Schicht herkommen.

Aus diesen Versuchen zieht nun Stewart wichtige Schlüsse, indem er von der Prevostschen Theorie des beweglichen Gleichgewichts ausgeht, sie aber erweitert, indem er den Begriff der inneren Strahlung einführt. Er sagt, die Strahlen, welche ein Körper aussendet, kommen nicht nur von der Oberfläche her, sondern müssen zum Theil auch aus dem Innern stammen. Denn

1) Balfour Stewart, An account of some experiments on radiant heat, involving an extension of Prevost's theory of exchanges. (Gelesen März 1858.) Edinburgh Trans. **22**. p. 1—20. Auch Rep. Brit. Ass. 1858. Not. & Abstr. p. 23—24. Researches on radiant heat. (Gel. April 1859.) Edinburgh Trans. **22**. p. 59—73.

denkt man sich zwei unendliche parallele Ebenen aus Russ und dazwischen eine dicke und eine dünne Platte aus Steinsalz, alles von derselben Temperatur, so kann diese sich nicht ändern. Da aber die dicke Platte mehr von den Strahlen des Russes absorbirt, als die dünne Platte, so würde sie sich mehr erwärmen als letztere, wenn sie nicht auch mehr ausstrahlte; da aber die Oberflächen gleich sind, muss der Ueberschuss aus dem Innern kommen. Bei stark absorbirenden Substanzen, wie Glas, ist es anders, weil die aus dem Innern kommende Strahlung im Innern absorbirt wird, bevor sie zur Oberfläche gelangt. Er schliesst daraus, dass jedes kleinste Theilchen eines Körpers bei jeder Temperatur Strahlen nach allen Seiten aussendet, nicht nur die Oberfläche des Körpers. Er folgert weiter, dass die von einem Körper ausgestrahlte und absorbirte Wärme gleich sind nach Qualität und Quantität, und da die Qualität der Strahlung sich mit der Temperatur ändert, so ergiebt sich die Gleichheit für jede einzelne Strahlenart: „The absorption of a plate equals its radiation, and that for every description of heat." Daraus ergebe sich auch, dass im Grossen und Ganzen Körper von derselben Temperatur dieselbe Qualität von Wärme ausstrahlen, z. B. dickes Glas und Russ; denn da eine solche Platte nahezu alle auffallenden Strahlen absorbire, müsse sie auch nahezu dasselbe emittiren wie Russ, und zwar sowohl der Qualität wie der Quantität nach. Endlich leitet Stewart für einen besonderen Fall die Grösse der inneren Strahlung ab: nennt man R die Strahlung, die von einem Russtheilchen ausgeht, R_1 die, welche von einem Theilchen aus anderer Substanz von derselben Temperatur ausgeht, so sei $R_1 = \mu R$, wo μ den Brechungsexponenten der zweiten Substanz bezeichnet.

73. In einer späteren Abhandlung[1]), welche Stewart geschrieben hat, nachdem Kirchhoffs Arbeit schon erschienen war, aber bevor Stewart diese Arbeit kannte, macht er den fundamentalen Schritt, seine Betrachtungen von Wärme auf Licht zu übertragen: Feuer erscheine durch rothe und gelbe Gläser röther, durch grüne und blaue weisser; erstere absorbiren also weisseres, letztere rötheres Licht, und sie müssten entsprechend emittiren. Das glaubt er beim Erhitzen einiger Glassorten wirklich gefunden zu haben. Wenn man zu unendlich dicken Körpern übergeht, so sind als solche die Metalle zu betrachten, welche, wie schon Leslie fand, Wärme gut reflectiren, aber wenig emittiren. Dasselbe gilt für ihre Lichtemission: schmilzt man Zinn, so sieht man im Dunklen nur die leuchtende Oxydschicht darauf; durchstösst man diese, so dass die Metallfläche sichtbar wird, so sieht man deutlich, dass sie viel dunkler ist, als die Oxydschicht, weil sie mehr reflectirt. Erhitzt man ein Porcellanstück, auf welchem ein dunkelfarbiges Muster eingebrannt ist, so leuchtet das Muster viel heller, als der Grund. Ferner strahlten alle undurch-

1) B. Stewart, On the light radiated by heated bodies. Proc. Roy. Soc. **10**. p. 385—393 (1860). Siehe auch: On the theory of exchanges, and its recent extension. Rep. Brit. Ass. 1861. p. 97—108, wo Stewart eine historische Uebersicht über die Entwickelung des Prevostschen Satzes giebt. Ferner: On the radiative powers of bodies to the dark or heat-producing rays of the spectrum. Phil. Mag. (4) **20**. p. 169—173 (1860).

sichtigen Körper bei derselben Temperatur die gleiche Art Licht aus, sie seien alle gleichzeitig roth, gelb oder weiss. Da alle diese Thatsachen aus der von ihm erweiterten Prevostschen Theorie für strahlende Wärme folgen, sich nun aber auch für Lichtstrahlen gültig erweisen, so schliesst er, die Annahme, dass Wärmestrahlung nichts anderes sei, als langwelliges Licht, sei richtig.

In einem Zusatz zu dieser Abhandlung theilt Stewart mit, dass er inzwischen die Abhandlung von Kirchhoff kennen gelernt habe, und bemerkt: „in fact, the law," the absorption of a particle is equal to its radiation, and that for every kind of light", only applies to the case, where the temperature of the particle is equal to that of the source of the light which passes through the particle."

Bei aller Bewunderung für diese vortrefflichen Arbeiten von Stewart, und die Art, wie er aus den einfachsten Versuchen so fundamentale Schlüsse zu ziehen weiss, kann man doch nicht umhin, die Kritik, welche Kirchhoff an die Arbeiten geknüpft hat, anzuerkennen, nämlich dass alle Schlüsse nur als mögliche Folgerungen aus den Versuchen erscheinen, nicht als nothwendige. Seine Betrachtungen machen die gesuchte Beziehung zwischen Emission und Absorption nur plausibel, sie beweisen sie aber nicht. Zweifellos ist aber B. Stewart in Bezug auf das Kirchhoffsche Gesetz der Wahrheit näher gekommen, als irgend ein anderer, und seine Erkenntniss der thatsächlichen Verhältnisse war eine ganz anders begründete, als etwa bei Ångström.

74. Von Interesse für die Geschichte der Spectroscopie ist ein Erklärungsversuch für die discontinuirlichen Spectra von Cauchy [1], der zeigt, wie weit auch dieser Meister der Optik von einer wahren Einsicht entfernt war. Nachdem er gesagt, die Trennung von Strahlen verschiedener Wellenlänge könne nur ausgeführt werden, wenn mit der verschiedenen Wellenlänge verschiedene Geschwindigkeit verbunden sei, wie es in den durchsichtigen Körpern der Fall sei, fährt er fort: „Observons encore que l'éclat initial d'un système de molécules ou plutôt d'une partion de ce système étant arbitraire, le système d'ondes planes qui représente cet état initial et qui s'en déduit par une formule connue peut varier à l'infini comme cet état même; il en résulte que parmi les ondes planes correspondantes aux diverses longueures d'ondulations, les unes doivent être très-sensibles, tandis que d'autres peuvent l'être beaucoup moins et disparaitre presque entièrement. On ne devra donc pas être surpris de voir, dans la théorie de la lumière, les rayons doués de réfrangibilités diverses lorsqu'on les disperse par le moyen du prisme, offrir des intensités variables, non seulement avec les longueures des ondulations correspondantes, mais encore avec la nature des corps dont ils émanent ou qu'ils traversent, et l'on devrait s'étonner au contraire s'il en était autrement. Ainsi doivent être évidemment expliquées les raies brillantes et obscures découvertes dans le spectre solaire et dans ceux qui fournissent les autres corps lumineux."

---

1) A. Cauchy, Causes des raies du spectre. Ich habe das Original nicht gefunden. Moigno druckt den Artikel ab in: Les Mondes **28**. p. 293—294 (1872) mit der Bemerkung, er sei vor der Zeit von Kirchhoff und Bunsen geschrieben.

75. Im Jahre 1858 veröffentlichte R. Cartmell [1]) eine in Bunsens Laboratorium ausgeführte Untersuchung, in welcher er die Färbung von Flammen durch die Einführung von Alkalien und alkalischen Erden zur Erkennung dieser Elemente neben Natrium zu verwerthen sucht. Das gelingt bis zu einem gewissen Grade, indem man die Flamme durch farbige Schichten, Indigolösung und Cobaltglas, betrachtet, welche einzelne Farben absorbiren, andere durchlassen. Diese Methode war namentlich zur Unterscheidung von Kalium und Lithium wirklich einige Zeit in den Laboratorien in Benutzung, bis sie durch die spectralanalytische Methode verdrängt wurde. [2]) Die Substanzen wurden an einem dünnen Platindraht in die Flamme eingeführt, welche natürlich die aus dem kurz vorher von Bunsen [3]) erfundenen Gasbrenner fast farblos brennende Flamme war. G. Kirchhoff betheiligte sich an dieser Frage in sofern, als er mit dem Spectroscop untersuchte, welche Theile des Spectrums von den absorbirenden Schichten durchgelassen werden.

Wir haben in dieser unscheinbaren Abhandlung den Keim der nun zu besprechenden gemeinsamen Untersuchungen der beiden Forscher zu sehen, die zu den bekannten wichtigen Resultaten führen und die bisher besprochenen, schon durch 50 Jahre sich hindurchziehenden Beobachtungen zusammenfassen, aufklären und zu einem gewissen Abschluss bringen sollten.

76. Die erste Nachricht über diese Arbeiten giebt Kirchhoff [4]) im October 1859, wo er die Beobachtung der Umkehrung von Linien beschreibt: „Fraunhofer hat bemerkt, dass in dem Spectrum einer Kerzenflamme zwei helle Linien auftreten, die mit den beiden dunklen Linien D des Sonnenspectrums zusammenfallen. Dieselben hellen Linien erhält man leicht stärker von einer Flamme, in die man Kochsalz gebracht hat. Ich entwarf ein Sonnenspectrum und liess dabei die Sonnenstrahlen, bevor sie auf den Spalt fielen, durch eine kräftige Kochsalzflamme treten. War das Sonnenlicht hinreichend gedämpft, so erschienen an Stelle der beiden dunklen Linien D zwei helle Linien; überstieg die Intensität jenes aber eine gewisse Grenze, so zeigten sich die beiden dunkeln Linien D in viel grösserer Deutlichkeit, als ohne Anwesenheit der Kochsalzflamme."

„Das Spectrum des Drummondschen Lichtes enthält der Regel nach die beiden hellen Natriumlinien, wenn die leuchtende Stelle des Kalkcylinders noch nicht lange der Glühhitze ausgesetzt war; bleibt der Kalkcylinder unverrückt, so werden diese Linien schwächer und verschwinden endlich ganz. Sind sie verschwunden oder nur schwach hervortretend, so bewirkt eine Alkohol-

1) R. Cartmell, On a photochemical method of recognising the non-volatile alkalies and alkaline earths. Phil. Mag. (4) **16**. p. 328—333 (1858).

2) Aehnliche Versuche macht auch G. Merz, Flammenfärbungen. J. f. prakt. Chem. **80**. p. 487—499 (1860).

3) Siehe R. Bunsen und H. Roscoe, Photochemische Untersuchungen. Pogg. Ann. **100**. p. 43—88 (1857). Siehe p. 85.

4) G. Kirchhoff, Ueber die Fraunhoferschen Linien. Monatsber. d. Berl. Akad. 1859. p. 662—665, auch Pogg. Ann. **109**. p. 148—150 (1860), Ann. chim. et phys. (3) **58**. p. 254—256 (1860); Phil. Mag. (4) **19**. p. 193—197 (1860).

flamme, in die Kochsalz gebracht ist, und die zwischen den Kalkcylinder und den Spalt gestellt wird, dass an ihrer Stelle zwei dunkle Linien von ausgezeichneter Schärfe und Feinheit sich zeigen, die in jeder Hinsicht mit den Linien D des Sonnenspectrums übereinstimmen. Es sind so die Linien D des Sonnenspectrums in einem Spectrum, in dem sie natürlich nicht vorkommen, künstlich hervorgerufen.“ Kirchhoff beschreibt dann, wie man durch eine Lithiumflamme in dem Sonnenspectrum eine neue dunkle Linie erzeugen könne, und fährt fort: „Ich schliesse aus diesen Beobachtungen, dass farbige Flammen, in deren Spectrum helle, scharfe Linien vorkommen, Strahlen von der Farbe dieser Linien, wenn dieselben durch sie hindurchgehen, so schwächen, dass an Stelle der hellen Linien dunkle auftreten, sobald hinter der Flamme eine Lichtquelle von hinreichender Intensität angebracht wird, in deren Spectrum diese Linie sonst fehlt. Ich schliesse weiter, dass die dunklen Linien des Sonnenspectrums, welche nicht durch die Erdatmosphäre hervorgerufen werden, durch die Anwesenheit derjenigen Stoffe in der glühenden Sonnenatmosphäre entstehen, welche in dem Spectrum einer Flamme helle Linien an demselben Ort erzeugen. Man darf annehmen, dass die hellen mit D übereinstimmenden Linien im Spectrum einer Flamme stets von einem Natriumgehalt derselben herrühren; die dunklen Linien D im Sonnenspectrum lassen daher schliessen, dass in der Sonnenatmosphäre Natrium sich befindet. Brewster hat im Spectrum der Salpeterflamme helle Linien aufgefunden am Orte der Fraunhoferschen Linien A, a, B; diese Linien deuten auf einen Kaliumgehalt der Sonnenatmosphäre. Aus meiner Beobachtung, nach der dem rothen Lithiumstreifen keine dunkle Linie im Sonnenspectrum entspricht, würde mit Wahrscheinlichkeit folgen, dass Lithium in der Atmosphäre der Sonne nicht oder doch nur in verhältnissmässig geringer Menge vorkommt.“ Kirchhoff stellt dann weitere Untersuchungen in Aussicht, bemerkt nur noch, die bisherigen Beobachtungen hätten schon ergeben, dass eine Umkehrung der Linien nur eintrete, wenn die absorbirende Flamme schwach sei; mit einer Bunsenschen Flamme könne man im Spectrum des Drummondschen Kalklichtes nicht die dunklen D-Linien erzeugen, wohl mit einer Alkoholflamme.

77. Die Schlüsse, welche Kirchhoff in dieser Abhandlung zieht, müssen seinen Zeitgenossen recht voreilig erschienen sein, da von den Resultaten der gemeinsamen Arbeiten mit Bunsen noch nichts bekannt war. Man war damals ja noch nicht einmal sicher, ob die D-Linien wirklich dem Natrium zuzuschreiben seien, noch weniger wusste man, ob Natrium unter allen Umständen diese Linien emittire. Kirchhoff anticipirt hier also stillschweigend die Resultate der erst 6 Monate später veröffentlichten Arbeit, es kam ihm nur darauf an, seine Entdeckung der Umkehrung und die Anwendung davon auf die Erklärung der Fraunhoferschen Linien bekannt zu machen. Wie man aus der letzten Bemerkung ersieht, hatte er experimentell die Bedingungen für die Umkehrung erkannt, aber noch nicht theoretisch, er konnte die hier gezogenen Schlüsse alle nicht beweisen, sondern höchstens plausibel machen. Aber schon 6 Wochen später legt er der Berliner Akademie den theoretischen

Beweis vor, welchen er kurz darauf in noch verallgemeinerter Form und mit interessanten Schlüssen veröffentlicht.[1]) Er sagt hier: — — „Schon vor langer Zeit hat man den Schluss gezogen, dass bei derselben Temperatur das Verhältniss zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen für alle Körper das gleiche ist. Dabei hat man vorausgesetzt, dass die Körper nur Strahlen einer Gattung aussenden. Dieser Satz ist durch Versuche, namentlich von den Hrn. de la Provostaye und Desains in vielen Fällen bestätigt gefunden, in denen die Gleichartigkeit der ausgesendeten Strahlen wenigstens näherungsweise in sofern vorausgesetzt werden konnte, als die Strahlen dunkle waren. Ob ein ähnlicher Satz gilt, wenn die Körper gleichzeitig Strahlen verschiedener Gattung aussenden, was strenge genommen wohl immer der Fall ist, darüber ist bisher weder durch theoretische Betrachtungen noch durch Versuche etwas ermittelt.“ Und nun liefert Kirchhoff den Beweis, dass das Verhältniss des Emissionsvermögens für jede Wellenlänge zu dem Absorptionsvermögen für dieselbe Wellenlänge bei derselben Temperatur für alle Körper identisch sei, und zwar gleich dem Emissionsvermögen eines absolut schwarzen Körpers für dieselbe Wellenlänge und Temperatur — ein Beweis, der natürlich nicht an dieser Stelle wiederholt werden soll. Nur einige Schlüsse, die Kirchhoff daraus zieht, seien angeführt: Er führt aus, dass das Drapersche Gesetz eine Consequenz seines Satzes sei. „Die Intensität der Strahlen von gewisser Wellenlänge, welche verschiedene Körper bei derselben Temperatur ausschicken, kann aber eine sehr verschiedene sein: sie ist proportional mit dem Absorptionsvermögen der Körper für Strahlen der in Rede stehenden Wellenlänge. Bei derselben Temperatur glüht deshalb Metall lebhafter als Glas, und dieses mehr als ein Gas. Ein Körper, der bei den höchsten Temperaturen ganz durchsichtig bliebe, würde niemals glühen.“ Das bestätigt ein Versuch mit geschmolzenem phosphorsaurem Natron. Dann bespricht Kirchhoff die Bedingungen für die Umkehrung der Linien, welche auch später noch dem Verständniss viel Schwierigkeit gemacht zu haben scheint[2]), obgleich G. G. Stokes[3]) durch den schönen Vergleich der Lichtabsorption mit der Schwächung von Schallwellen, wenn sie durch gleichgestimmte Resonatoren hindurchgehen, versucht hatte, die Vorgänge leichter verständlich zu machen. Er sagt, bringe man zwischen eine Lichtquelle, die ein continuirliches Spectrum giebt, und den Spalt eine Lithiumflamme, so ändere diese die Helligkeit im Spectrum nur an der Stelle der Lithiumlinie. Sie erhöht hier

---

1) G. Kirchhoff, Ueber den Zusammenhang zwischen Emission und Absorption von Licht und Wärme, Monatsber. d. Berl. Akad. 1859. p. 783—787. Ueber das Verhältniss zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht. Pogg. Ann. **109**. p. 275—301, auch Annal. chim. et phys. (3) **59**. p. 124—128 (1860), (3) **62**. p. 160—192 (1861).

2) Vergl. z. B. die sich an einen Vortrag von Roscoe anschliessende Discussion in der Londoner chemischen Gesellschaft, wo sogar Faraday das Verständniss der Umkehrung für sehr schwer erklärt. Chem. News **4**. p. 130—133 (1861).

3) G. G. Stokes, On the simultaneous emission and absorption of rays of the same definite refrangibility; being a translation of a portion of a paper by M. Léon Foucault, and of a paper by Prof. Kirchhoff. Phil. Mag. (4) **19**. p. 193—197 (1860).

die Helligkeit durch ihr eigenes Licht, schwächt diese aber durch die Absorption, die sie auf die durch sie hindurchtretenden Strahlen der entsprechenden Wellenlänge ausübt. Angenommen, die Absorption sei $^1/_4$, so würde das bedeuten, dass nach dem *Kirchhoff*schen Satz die Lithiumlinie auch $^1/_4$ so hell wäre, wie das Licht gleicher Wellenlänge von einem schwarzen Körper gleicher Temperatur. Wenn daher der emittirende Körper ein schwarzer von der Temperatur der Lithiumflamme wäre, so würde letztere von der Wellenlänge der Lithiumlinie $^1/_4$ absorbiren, selbst gerade so viel hinzufügen, also ohne Einfluss bleiben. Ist der hintere Körper, der das continuirliche Spectrum emittirt, aber dunkler, als ein schwarzer von der Temperatur der Flamme, entweder weil er weniger emittirt, oder weil seine Temperatur niedriger ist, so wird von der Flamme weniger absorbirt, als sie selbst emittirt, d. h. wir sehen auf dem continuirlichen Grunde helle Linien. Emittirt aber der hintere Körper mehr, als ein schwarzer von der Temperatur der Flamme, — und dazu muss unbedingt seine Temperatur höher sein, als die der Flamme, — so absorbirt die Flamme wieder ein Viertel davon, und da das mehr ist, als sie selbst emittirt, so erhalten wir dunkle Linien auf hellem Grunde. Ganz schwarz können die Linien natürlich unter keinen Umständen werden, bei dem angenommenen Verhältniss kann z. B. die Helligkeit nie unter $^3/_4$ der Umgebung sinken. Man erkennt so als Bedingung für die Umkehrung, dass die absorbirende Flamme kälter sein muss, als der emittirende Körper.

So müssen sich alle Spectra umkehren lassen. „Eine Ausnahme könnte nur eintreten bei einer Flamme, bei der ein Theil des Lichtes unmittelbar durch chemischen Process hervorgerufen würde, oder bei einer Flamme, die fluorescirte. Die Versuche müssen entscheiden, ob es solche Flammen giebt."

Kirchhoff sagt weiter, „die Wellenlängen, für welche Maxima des Emissionsvermögens und des Absorptionsvermögens stattfinden, sind von der Temperatur in den weitesten Grenzen unabhängig; ferner sind es bei den Salzen, welche solche Maxima bei einer Flamme hervorrufen, die Metalle, welche diese bedingen." Daher könne man aus der Anwesenheit der D-Linien in dem Sonnenspectrum mit Sicherheit auf die Anwesenheit von Natriumdampf in der Sonnenatmosphäre schliessen. Denn in der Erdatmosphäre könne sie nicht erzeugt werden, da 1) in dieser nicht genügend Natriumdampf vorhanden sein könne, 2) weil dann die D-Linien mit sinkender Sonne deutlicher werden müssten, was er nie beobachtet habe, während es bei benachbarten Linien sehr deutlich eintrete. 3) Müssten die D-Linien dann auch in allen Fixsternen gefunden werden, und das sei nach *Fraunhofer* und *Brewster* nicht der Fall. „So ist ein Weg gefunden, die chemische Beschaffenheit der Sonnenatmosphäre zu ermitteln, und derselbe Weg verspricht auch einige Auskunft über die chemische Beschaffenheit der helleren Fixsterne."

Aus seinem Satze folge ferner, „dass ein Körper, der von Strahlen *einer* Polarisationsrichtung mehr absorbirt, als von denen einer *anderen*, in demselben Verhältniss Strahlen von der ersten Polarisationsrichtung mehr aussendet, als von denen der zweiten." Die Richtigkeit dieses Schlusses beweist

er mit Hülfe eines in der Bunsenflamme erhitzten Turmalines.[1]) Endlich macht Kirchhoff noch darauf aufmerksam, — was man erst in allerneuester Zeit zu benutzen anfängt, — dass wenn in einer undurchsichtigen Substanz sich ein allseitig geschlossener Hohlraum befindet, die Strahlung in demselben genau der eines absolut schwarzen Körpers von gleicher Temperatur entspricht. Denn aus einem solchen Hohlraum können Strahlen nicht austreten, sie müssen also sämmtlich, wenn auch erst nach unendlich vielen Reflexionen, von der Wandung absorbirt werden. Diese verhält sich also für Absorption wie ein absolut schwarzer Körper, folglich auch für Emission.

78. Durch diese vortreffliche Arbeit hatte Kirchhoff das Interesse an der Spectralanalyse auf ein ganz anderes Niveau gehoben: es handelte sich nun nicht mehr, wie bei allen bis dahin ausgeführten Untersuchungen, um ein in manchen Fällen brauchbares Hülfsmittel der chemischen Analyse, — und nicht einmal das war einwandsfrei bewiesen, — sondern um die Untersuchung der chemischen Natur der Sonne und der übrigen selbstleuchtenden Himmelskörper, eine Aufgabe, deren Stellung vorher von jedermann für absurd erklärt worden wäre.

Bei Kirchhoffs Schlüssen über die Lösbarkeit dieser Aufgabe ist wieder vorausgesetzt, dass bewiesen sei, dass man aus den Spectren irdischer Substanzen mit Sicherheit ihre chemische Zusammensetzung, oder wenigstens die Anwesenheit einzelner Substanzen erkennen könne. Es wird nicht überflüssig sein, daran zu erinnern, dass dieser Beweis noch von Niemand geliefert, dass nicht einmal die Frage scharf gestellt war. Es lagen ja genug Aussagen vor, dass man durch das Spectrum chemische Analysen ausführen könne, aber nicht einer hatte ernstlich versucht, den Beweis dafür zu liefern, indem er wirkliche Untersuchungen bekannter Körper mit dem Spectroscop vornahm. Denn ein solcher konnte nur dadurch erbracht werden, dass man zeigte, dass z. B. Natrium sich unter allen Umständen im Spectrum documentire, in welcher Verbindung oder in welchem Gemisch auch immer man es in die Flamme bringe, und von welcher Beschaffenheit auch die Flamme sein möge. Und dasselbe musste für jedes Element und für alle denkbaren Verbindungen ausgeführt werden. Bis dahin aber hatten sich die Forscher damit begnügt, ein oder höchstens zwei Salze eines Elementes in dieselbe Flamme zu bringen, und es ist klar, dass man daraus noch gar keinen Schluss hätte ziehen dürfen, ob z. B. die rothe Linie, die man bei Einführung von Chlorlithium erhält, vom Lithium oder von der Verbindung herrührt.

79. So musste denn auch dieser Theil der Aufgabe erst geleistet werden, ehe die in der besprochenen Arbeit Kirchhoffs gemachten Aussprüche als bewiesen anzusehen waren. Aber Kirchhoff war zu den Schlüssen wohl berechtigt, denn er hatte zu der Zeit den Beweis bereits durch gemeinsame

1) Derselbe Versuch wurde auch von B. Stewart im Anschluss an seine theoretischen Betrachtungen ausgeführt: On the nature of the light emitted by heated tourmaline (Mai 1860). Proc. Roy. **10**. p. 503—505 (1860).

Arbeit mit Bunsen in Händen, wenn auch das Resultat ihrer Arbeit erst 3 Monate später veröffentlicht wurde.

In der ersten dieser Arbeiten[1]) beschäftigen sich Kirchhoff und Bunsen mit den drei damals bekannten Alkalien: Lithium, Natrium, Kalium, und mit den alkalischen Erden: Calcium, Strontium, Baryum. Die verschiedenen Salze dieser Elemente bringen sie an einer Oese aus Platindraht in die Flamme. Sie waren gegenüber ihren Vorgängern dadurch sehr im Vortheil, dass sie die Bunsensche nichtleuchtende Gaslampe benutzen konnten, und so von dem ungemein störenden Spectrum der leuchtenden Flamme und den Kohlenstoffbanden frei waren. Der mit primitiven Hülfsmitteln aber durchaus zweckmässig eingerichtete Apparat, den Fig. 24 zeigt, besteht aus einem Schwefelkohlenstoff-Prisma, welches mit Hülfe des Armes H gedreht werden kann; an ihm ist unten ein Spiegel G befestigt, auf welchen ein in der Figur nicht sichtbares Fernrohr mit Scala gerichtet ist, so dass man für die bei der

Fig. 24.

Drehung des Prismas im Fernrohr C sichtbaren verschiedenen Wellenlängen an der Scala bestimmte Ablesungen machen kann.

Die Salze werden in die verschiedensten Flammen gebracht, nämlich die des Schwefels, des Schwefelkohlenstoffs, des wasserhaltigen Alkohols, des Bunsenbrenners, des Kohlenoxyds, des Wasserstoffs, des Knallgasgebläses. „Bei dieser umfassenden und zeitraubenden Untersuchung, deren Einzelheiten wir übergehen zu dürfen glauben, hat sich herausgestellt, dass die Verschiedenheit der Verbindungen, in denen die Metalle angewandt wurden, die Mannichfaltigkeit der chemischen Processe in den einzelnen Flammen und der ungeheure Temperaturunterschied dieser letzteren keinen Einfluss auf die Lage der den einzelnen Metallen entsprechenden Spectrallinien ausübt." Endlich lassen sie auch Funken zwischen den Metallen selbst übergehen, und finden auch in dem so erzeugten Spectrum dieselben Linien, daneben auch

1) G. Kirchhoff und R. Bunsen, Chemische Analyse durch Spectralbeobachtungen. Pogg. Ann. **110**. p. 160—189 (1860); auch Ann. chim. et phys. (3) **62**. p. 452—486 (1861), Phil. Mag. (4) **22**. p. 329—349 (1861).

noch neue, die sie zum Theil Verunreinigungen und dem Stickstoff der umgebenden Luft zuschreiben. Mit der Arbeit ist eine Tafel veröffentlicht, welche neben dem Sonnenspectrum die Spectra der 6 Elemente zeigt, wie sie mit breitem Spalt, schwacher Dispersion und Vergrösserung und geringer Lichtstärke erscheinen, also so wie es für chemische Untersuchung am zweckmässigsten ist. „Der Anblick der Spectren kann unter anderen Bedingungen ein wesentlich anderer sein. Wird die Reinheit des Spectrums vermehrt, so zerfallen viele von den als einfach gezeichneten Linien in mehrere, die Natriumlinie z. B. in zwei; wird die Lichtstärke vermehrt, so zeigen sich in mehreren der gezeichneten Spectren neue Linien, und die Verhältnisse der Helligkeiten der alten werden andere."

Es werden dann die einzelnen Elemente in allen möglichen Verbindungen besprochen, Angaben gemacht, wie man in jedem Falle am zweckmässigsten verfährt, um das Spectrum zu erhalten, die unglaubliche Empfindlichkeit der Methode nachgewiesen, eine grosse Anzahl qualitativer Analysen als Beispiele angeführt. Nachdem die Verfasser dann mitgetheilt, dass es ihnen durch die Empfindlichkeit der Methode schon gelungen sei, ein neues Glied der Gruppe der Alkalien zu finden, — nämlich das Cäsium, — weisen sie auf die Anwendung zur Untersuchung der Himmelskörper und die Umkehrung nach dem Kirchhoffschen Gesetze hin. Zum Beweise dieses Satzes führen sie noch einen Versuch an, der von grossem Interesse ist: „In dem Spectrum eines Platindrahtes, der allein durch eine Flamme glühend gemacht ist, kann man die dunkle Linie D hervorrufen, wenn man vor ihn ein Reagenzglas hält, auf dessen Boden man etwas Natriumamalgam gebracht hat, und dieses bis zum Kochen erhitzt. Dieser Versuch ist deshalb wichtig, weil er zeigt, dass weit unter der Glühhitze der Natriumdampf genau an derselben Stelle des Spectrums seine absorbirende Wirkung ausübt, wie bei den höchsten Temperaturen, welche wir hervorzubringen vermögen, und bei denjenigen, die in der Sonnenatmosphäre stattfinden." — Auch bei einzelnen Linien von K, Sr, Ca, Ba ist ihnen die Umkehrung gelungen, indem sie die chlorsauren Salze mit Milchzucker vor dem Spalte verpuffen.

80. Bald darauf[1]) waren Kirchhoff und Bunsen in der Lage, nicht nur die Entdeckung des Cäsiums zu bestätigen, sondern noch die Existenz eines fünften spectralanalytisch entdeckten Alkalies, des Rubidiums, anzukündigen, und die zweite gemeinsame Abhandlung giebt eine genaue Beschreibung dieser beiden neuen Elemente, ihrer Spectren, ihrer Darstellung, ihrer Verbindungen. Die Verfasser haben inzwischen auch einen wesentlich verbesserten Apparat zur Beobachtung der Spectra construirt[2]), bei welchem im Gesichtsfeld des Beobachtungsfernrohres gleichzeitig eine Theilung sichtbar ist, welche

1) G. Kirchhoff, und R. Bunsen, Chemische Analyse durch Spectralbeobachtung. Pogg. Ann. **113**. p. 337—381 (1861), auch Ann. chim. et phys. (3) **64**. p. 257—311 (1862). Siehe auch: R. Bunsen, Ueber ein neues, dem Kalium nahestehendes Metall. Berl. Monatsber. 1860. p. 221—223. Ueber ein fünftes, der Alkaligruppe angehörendes Element. Berl. Monatsber. 1861. p. 273—275.

2) Derselbe ist auch beschrieben: Zs. anal. Chem. **1**. 139—140 (1862).

die Lage der Linien bequemer abzulesen gestattet, als das bei ihrem ersten Apparate möglich war. Eine andere wichtige Verbesserung besteht in der Einführung des Vergleichsprismas, d. h. eines kleinen Prismas, welches vor der einen Hälfte des Spaltes angebracht werden kann, und gestattet, Licht von einer seitlich stehenden Lichtquelle durch totale Reflexion in dem Vergleichsprisma in den Spectralapparat zu bringen, so dass man die Spectren zweier Lichtquellen unmittelbar über einander sieht und sie sehr bequem vergleichen kann. Der Apparat wird noch heute in unveränderter Form in allen chemischen Laboratorien gebraucht.

Zum Schluss machen Kirchhoff und Bunsen eine Bemerkung, deren Wichtigkeit erst in den nächsten Jahren ganz erkannt wurde. Sie sagen: „Unter der grossen Zahl aller von uns bisher untersuchten Salze, die durch ihre Flüchtigkeit in der Flamme eine spectralanalytische Untersuchung gestatten, haben wir auch nicht ein einziges angetroffen, welches nicht trotz der grössten Verschiedenheit der darin mit dem Metall verbundenen Elemente die Lichtlinien des Metalls hervorgebracht hätte. So vielen, unter den verschiedenartigsten Verhältnissen angestellten Beobachtungen gegenüber, könnte man sich daher leicht zu der Annahme versucht fühlen, dass in allen Fällen die Lichtlinien eines Stoffes ganz unabhängig von den übrigen mit demselben chemisch verbundenen Elementen auftreten und dass mithin das Verhalten der Elemente in Beziehung auf das Spectrum ihrer Dämpfe im chemisch gebundenen wie im chemisch ungebundenen Zustande stets dasselbe sei. Und doch ist diese Annahme keineswegs gerechtfertigt: Wir haben mehrfach hervorgehoben, dass die hellen Linien im Spectrum eines glühenden Gases übereinstimmen müssen mit den Absorptionslinien, die dieses Gas in einem continuirlichen Spectrum von hinreichender Helligkeit hervorruft. Es ist bekannt, dass die Absorptionslinien des Joddampfs durch Jodwasserstoffsäure nicht hervorgebracht werden und dass auf der anderen Seite die Absorptionslinien von salpetriger Säure sich nicht bei einem mechanischen Gemenge von Stickstoff und Sauerstoff wiederfinden. Nichts spricht gegen die Möglichkeit, dass ein ähnlicher Einfluss der chemischen Verbindung auf die Absorptionslinien, wie es in diesen Beispielen sich bei niederen Temperaturen bemerkbar macht, auch in der Glühhitze stattfinden könne; ändert aber die chemische Verbindung in einem glühenden Gase die Absorptionslinien, so muss sie auch die hellen Linien seines Spectrums ändern. Aus diesen Erwägungen scheint zwar zu folgen, dass bei gewissen Verbindungen die Spectrallinien der Elemente, bei anderen Verbindungen an deren Stelle neue Linien auftreten; allein es ist immerhin möglich, dass die von uns verflüchtigten Salze bei der Temperatur der Flamme nicht bestehen blieben, sondern zerfielen, so dass es immer die Dämpfe des freien Metalls waren, welche die Linien desselben erzeugten; und dann erscheint es eben so denkbar, dass eine chemische Verbindung stets andere Linien zeigt, als die Elemente, aus welchen sie besteht."

Diese Bemerkung zeigt deutlich, dass anfangs Kirchhoff und Bunsen eine falsche Auffassung von der Bedeutung der von ihnen beobachteten Spec-

tra gehabt haben, dass sie nämlich geglaubt haben, in allen Fällen das Spectrum des betreffenden Salzes zu sehen, dass aber in jedem Salzspectrum nur die Linien des Metalles auftreten.

81. Schon einen Monat später, im Juli 1861[1]) konnte Kirchhoff sein Hauptwerk auf dem Gebiete der Spectralanalyse, die Zeichnung des Sonnenspectrums in grossem Maassstabe mit einer vergleichenden Zeichnung der Funkenspectra einer erheblichen Anzahl chemischer Elemente, — es sind: Ag, Al, Au, As, Ba, Ca, Cd, Co, Cr, Cu, Fe, Hg, Li, Mg, Na, Ni, Pb, Sb, Si, Sn, Sr, Zn, — veröffentlichen. Die Arbeit wurde mit einem Apparat von Steinheil[2]) gemacht, welcher aus einer Metallplatte bestand, auf welcher 4 Prismen, drei von 45°, eins von 60°, aufgestellt werden konnten. Auf der Platte war ferner das Collimatorrohr mit Linse von 18 Linien Oeffnung, 18 Zoll Brennweite befestigt, und das Fernrohr von gleichen Dimensionen, welches an einem Arm um die Mitte der Platte drehbar und mikrometrisch verstellbar war. Der Spalt war mit Vergleichsprisma versehen, so dass über Coincidenz einer Sonnenlinie mit der Linie eines Elementes stets durch directe Vergleichung entschieden werden konnte. Ein im Vergleich zu den später construirten Apparaten sehr grosser Mangel war, dass die Prismen mit der Hand einzeln auf das Minimum der Ablenkung für die verschiedenen Farben eingestellt werden mussten, eine sehr zeitraubende und doch nicht genau zu erfüllende Aufgabe. Kirchhoff beschränkt sich daher darauf, nur von Zeit zu Zeit bei der Durchmusterung des Spectrums die Prismen zu drehen, so dass sie nur für einzelne wenige Linien sich im Minimum befinden, für die benachbarten nicht, und dass, was das Schlimmste ist, discontinuirliche Aenderungen eintreten. Kirchhoff hat das Spectrum von A bis G gemessen, veröffentlicht aber hier nur den Theil von etwa D bis F, weil er mit den Beobachtungen seine Augen so angestrengt hatte, dass er den übrigen Theil nicht ganz erledigen konnte. Das ist erst 2 Jahre später unter Kirchhoffs Leitung von Hofmann nachgeholt worden.[3]) Derselbe giebt auf 2 Tafeln das Spectrum von A bis D und von F bis G. Es werden auch für diese Stücke die Funkenspectra der oben angeführten Elemente untersucht, und für das ganze Spectrum noch folgende weitere Elemente: K, Rb, Li, Ce, La, Di, Pt, Pd, Legirung von Ir und Ru. Für K erweist sich die Angabe von Brewster, die längsten rothen Linien seien doppelt, als richtig, die Angabe, sie coincidirten mit A und B der Sonne, die auch doppelt seien, als falsch, und damit fällt auch der frühere Schluss von Kirchhoff, K sei in der Sonne.

1) G. Kirchhoff, Untersuchungen über das Sonnenspectrum und die Spectren der chemischen Elemente. Abhandl. Berlin. Akad. 1861. p. 63—95, 1862. p. 227—240; auch Ann. chim. et phys. (3) **68**. p. 1—45 (1863), Nuovo Cimento **16**. p. 199—232 (1862). Erschien auch besonders bei Ferd. Dümmler, Berlin.

2) Der Apparat befindet sich jetzt auf dem Potsdamer Astrophysikalischen Observatorium, und wurde von H. C. Vogel ausführlich beschrieben: Berliner Ber. 1898. p. 141—147. Eine Abbildung siehe bei der Besprechung der Apparate.

3) G. Kirchhoff, Untersuchungen über das Sonnenspectrum und die Spectren der chemischen Elemente. Zweiter Theil. Abhandl. Berlin. Akad. 1863. p. 225—240.

Hofmann hat auch den atmosphärischen Linien einige Aufmerksamkeit geschenkt.

Die Linien hat Kirchhoff nicht durch ihre Wellenlänge definirt, sondern nach einer willkürlichen Scala seines Micrometers. Seine Angaben liessen sich aber auf Wellenlängen durch die Hauptlinien Fraunhofers umrechnen, wenn auch nur mit vieler Arbeit und unbefriedigender Genauigkeit wegen der oben erwähnten Discontinuitäten.

Sie sind später auf Wellenlängen reducirt worden von G. B. Airy[1]), von W. Gibbs[2]), von W. M. Watts[3]) und von Hasselberg.[4])

Zur Erzeugung der Spectra der Elemente benutzt Kirchhoff einen grossen Inductionsapparat von Ruhmkorff, die Enden des inducirten Drahtes sind noch mit einer Leidner Flasche verbunden, wodurch der Funke sehr hell, die Luftlinien aber schwach werden. Die Zeichnung der Metallinien macht keinen Anspruch auf Vollständigkeit, es sind absichtlich nur die helleren Linien aufgenommen, ebenso wie im Sonnenspectrum diejenigen Linien, welche nur bei niedrigem Sonnenstand auftreten, und einzelne undeutliche Gruppen sehr schwacher Linien absichtlich fortgelassen sind. Kirchhoff findet, dass mehrfach Linien verschiedener Elemente an derselben Stelle zu liegen scheinen, lässt es aber unentschieden, ob das nicht nur scheinbar sei wegen ungenügender Dispersion. Ueber das Aussehen des Spectrums knüpft er folgende wichtige Bemerkungen an: „Die Lage der hellen Linien oder, um präciser zu sprechen, der Lichtmaxima in dem Spectrum eines glühenden Dampfes ist von der Temperatur, von der Anwesenheit anderer Dämpfe und von allen übrigen Bedingungen ausser der chemischen Beschaffenheit des Dampfes unabhängig." — „Dabei kann aber das Aussehen des Spectrums desselben Dampfes unter verschiedenen Umständen ein sehr verschiedenes sein." Wenn man nämlich die Dicke der emittirenden Schicht vermehre, so änderten sich die Helligkeiten verschiedener Linien in verschiedenem Maasse, wobei zwar die schwächeren Linien stets dunkler bleiben, als die helleren, aber bei grösserer Breite doch mehr hervortreten könnten, so dass der Anblick des Spectrums ein ganz anderer werde. Aehnlich wirke die Temperatur, was besonders auffallend beim Calciumspectrum sei; man könne durch Schwächung oder Verstärkung der Entladung alle Stufen des Spectrums erhalten, von der, welche die Flamme zeigt, bis zu der, welche der stärkste Funke giebt. „Die hellen Linien im Spectrum eines glühenden Gases können verglichen werden mit den Tönen eines tönenden Körpers. Welches auch die Ursache sein möge, die diesen in Schwingungen

1) G. B. Airy, Computation of the lengths of the waves of light corresponding to the lines in the dispersion spectrum measured by Kirchhoff. Phil. Trans. **158**, I. p. 29—55 (1868) und Phil. Trans. **162**, I. p. 89—110 (1872).

2) W. Gibbs, On the construction of a normal map of the solar spectrum. Americ. J. (2) **43**. p. 1—10 (1867). On the measurement of wave-lenght by the method of comparison. Americ. J. (2) **45**. p. 298—301 (1868). On the wave-lenghts of the spectral lines of the elements. Americ. J. (2) **47**. p. 194—210 (1869).

3) W. Marshall Watts, Index of spectra. London by Gillmann, 1872.

4) B. Hasselberg, Zur Reduction der Kirchhoffschen Spectralbeobachtungen. Bull. St. Pétersb. **25**. p. 131—146 (1879).

versetzt, die Höhe der Töne ist immer dieselbe; je nach der Art der Erregung sind aber bald diese, bald jene in grösserer Intensität vorhanden."

Bei der Besprechung der Umkehrungserscheinungen erwähnt Kirchhoff, dass, wenn sehr viel Natriumdampf in einer Flamme erzeugt werde, „die Natriumlinien zwei breite, nach beiden Seiten verwaschene Bänder sind, in deren Mitte zwei feine schwarze Linien liegen, die genau an den Orten sich befinden, an denen die schwächere Kochsalzflamme ihre hellen Linien giebt. Diese schwarzen Linien werden hervorgebracht durch die Absorption, die die kälteren Natriumdämpfe, welche die Flamme umgeben, ausüben auf einen Theil der Strahlen, die von den heisseren Natriumdämpfen in der Flamme ausgehen." [1])

82. Kirchhoff bespricht nun die chemische Natur der Sonne: da er in dem publicirten Stücke etwa 60 Coincidenzen zwischen Sonnenlinien und Eisenlinien gefunden hat, und nach einer einfachen Betrachtung die Wahrscheinlichkeit für die Coincidenz je einer Linie $^1/_2$ ist, so ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass die 60 Eisenlinien nur zufällig mit Fraunhoferschen Linien zusammenfallen, kleiner, als $(^1/_2)^{60}$, d. h. die Erscheinung kann kein Zufall sein. Kirchhoff findet weiter, dass auch Calcium, Magnesium, Natrium, Nickel, Chrom, wahrscheinlich auch Cobalt, Baryum, Cupfer und Zink in der Sonnenatmosphäre vorhanden sein, die übrigen von ihm untersuchten Metalle aber nicht. Er widerlegt dann die von Matthiessen, Forbes und Brewster ausgesprochene Ansicht, die Linien könnten nicht auf der Sonne erzeugt sein, da der Sonnenrand sie nicht dunkler zeige, als die Sonnenmitte, durch den Hinweis darauf, dass die Atmosphäre der Sonne wahrscheinlich sehr dick sei, und dadurch der Unterschied zwischen Mitte und Rand sehr gering werden müsse, so dass die nur oberflächlichen Versuche von Forbes nicht entscheiden könnten. Endlich stellt Kirchhoff auf Grund seiner Untersuchungen eine neue Anschauung über die Beschaffenheit der Sonne auf: „Die wahrscheinlichste Annahme, die man machen kann, ist die, dass die Sonne aus einem festen oder tropfbar flüssigen, in der höchsten Glühhitze befindlichen Kern besteht, der umgeben ist von einer Atmosphäre von etwas niedrigerer Temperatur." Bis dahin galt bekanntlich die Anschauung [2]), die Sonne sei ein kalter Körper, der zuerst von einer undurchsichtigen Hülle, dann von einer glühenden eingeschlossen sei, zu welcher Idee man durch die Erscheinung der Sonnenflecken gelangt war. —

Aber es soll an dieser Stelle nicht näher auf Kirchhoffs Betrachtungen über die Sonne eingegangen werden.

83. Die ungeheure Bedeutung und Fruchtbarkeit des neuen Hülfsmittels, das von Kirchhoff und Bunsen der Wissenschaft mit der Spectralanalyse gegeben war, lagen so sehr auf der Hand, und die Arbeiten waren in so

---

1) Dieselbe Beobachtung macht später H. L. Fizeau, sagt aber, er könne sie nicht erklären, oder einen Zusammenhang mit dem Kirchhoffschen Gesetz finden: Note sur la lumière émise par le sodium brûlant dans l'air. C. R. **54**. p. 493—495 (1862).

2) Siehe Aragos Werke, Deutsch von Hankel. Bd. **12**. p. 87 und 161.

zuverlässiger und einwandsfreier Weise gemacht, dass sie in der ganzen Welt das grösste Aufsehen erregten, nicht nur bei den direct betheiligten Gelehrten, den Physikern, Chemikern und Astronomen, sondern bei allen Gebildeten. Aber während sich so überall die Bewunderung für die Entdecker der Spectralanalyse zu erkennen gab, sollte es doch auch nicht an Angriffen fehlen, die sich in zwei Richtungen bewegten: die einen behaupteten, Kirchhoff habe gar nichts wesentlich Neues gefunden, sie selbst oder andere hätten das schon längst gewusst und ausgesprochen, die anderen, — ihre Zahl ist aber sehr gering, — erklärten die Schlüsse von Kirchhoff für falsch oder für voreilig oder unvollkommen. Wer es unternimmt, eine Geschichte der Spectralanalyse zu schreiben, hat die unerfreuliche Pflicht, auch über diese Angriffe gegen Kirchhoff zu berichten, was im Folgenden sine ira et studio geschehen soll. Gleich nach der ersten Veröffentlichung von Kirchhoff schrieb Sir William Thomson[1]), jetzt Lord Kelvin, an ihn: „Prof. Stokes mentioned to me at Cambridge sometime probably about ten years ago, that Prof. Miller had made an experiment testing to a very high degree of accuracy the agreement of the double dark line D of the solar spectrum with the double bright line constituting the spectrum of the spirit lamp burning with salt. I remarked that there must be some physical connexion between two agencies presenting so marked a characteristic in common. He assented and said, he believed a mechanical explanation of the cause was to be had on some such principles as the following: vapour of sodium must possess by its molecular structure a tendency to vibrate in the periods corresponding to the degree of refrangibility of the double line D. Hence the presence of sodium in a source of light, must tend to originate light of that quality. On the other hand vapour of sodium in an atmosphere round a source must have a great tendency to retain in itself i. e. to absorb and to have its temperature raised by light from the source of the precise quality in question. In the atmosphere around the sun, therefore, there must be present vapour of sodium, which, according to the mechanical explanation thus suggested, being particularly opaque for light of that quality, prevents such of it as is emitted from the sun from penetrating to any considerable distance through the surrounding atmosphere. The test of this theory must be had in ascertaining whether or not vapour of sodium has the special absorbing power anticipated. I have the impression that some Frenchman did make this out by experiment, but I can find no reference on that point.

I am not sure whether Prof. Stokes suggestion of a mechanical theory has ever appeared in print. I have given it in my lectures regularly for many years, always pointing out along with it that solar and stellar chemistry were to be studied by investigating terrestrial substances giving bright lines in the spectra of artificial flames corresponding to the dark lines of the solar and stellar spectra."

1) Siehe Kirchhoff, Zur Geschichte der Spectralanalyse und der Analyse der Sonnenatmosphäre. Pogg. Ann. **118**. p. 94—111 (1863), auch Phil. Mag. (4) **25**. p. 250—262 (1863).

Später[1]) sagt Thomson: „The last eight or nine years Stokes' principles of solar and stellar chemistry have been taught in the public lecture on natural philosophy in the university of Glasgow; and it has been shown as a first result, that there certainly is sodium in the suns atmosphere. The recent application of these principles in the splendid researches of Bunsen and Kirchhoff (who made an independant discovery of Stokes' theory), has demonstrated with equal certainty that there are iron and manganese, and several of our other known metals in the sun."

Man beachte, wie hier die Spectroscopie der Himmelskörper und die Theorie über Emission und Absorption als von Bunsen und Kirchhoff herrührend ausgegeben wird, während Bunsen gar nichts damit zu thun hat, und während die den beiden Forschern gemeinsamen Arbeiten unter dem Titel Kirchhoff und Bunsen veröffentlicht sind, um anzudeuten, dass Kirchhoff das Hauptverdienst daran habe.

Abermals später sucht Thomson[2]) Alles, was auf spectralanalytischem Gebiete gemacht ist, als Verdienst von Talbot, Herschel und Stokes darzustellen, und sagt: „To Kirchhoff belongs, I believe, solely the great credit of having first actually sought for and found other metals then sodium in the sun."

Es ist bedauerlich, dass der sonst mit Recht so berühmte Name des Autors diesen Angriffen ein Gewicht zu verleihen im Stande sein kann, das sie absolut nicht verdienen. Kirchhoff kann mit vollstem Recht in seiner Erwiderung auf den ersten Angriff sagen, dass nach Thomsons Darstellung höchstens von einer Vermuthung von Stokes die Rede sein könne, nicht von einem Beweise. Es würde in der That traurig um die Physik stehen, wenn häufig auf solcher Grundlage Lehren als sicher vorgetragen würden.

Das Merkwürdigste aber ist, dass Stokes selbst die Richtigkeit der Angaben von Thomson bestreitet.[3]) Er sagt, er habe niemals daran gedacht, dass ein Dampf gerade die Linien absorbiren muss, die er selbst emittirt; er habe auch nicht gewusst, dass die D-Linien von Natrium herrührten, sondern gemeint, sie stammten von einer Verbindung.[4]) „I have never attempted to claim for myself any part of Kirchhoffs admirable discovery, and cannot help thinking, that some of my friends have been over zealous in my cause." Er meint, in Anwendung auf Wärme stamme das Gesetz über Emission und Absorption von Stewart, in der Anwendung auf Licht von Kirchhoff.

1) W. Thomson, Physical considerations regarding the possible age of the suns heat. Rep. Brit. Ass. 1861, Not. & Abstr. p. 27—28, auch Phil. Mag. (4) **23**. p. 158—160 (1862).

2) W. Thomson, Inaugural address of the Brit. Ass. meeting at Edinburgh, Nat. **4**. p. 262—270 (1871).

3) G. G. Stokes, Prof. Stokes on the early history of spectrum analysis, Nat. **13**. p. 188—189 (1876).

4) Auch J. H. Gladstone, der Kirchhoffs Verdienst ohne Weiteres anerkennt, sagt in seiner Abhandlung: Notes on the atmospheric lines of the solar spectrum, and on certain spectra of gases, Proc. Roy. Soc. **11**. p. 305—309 (1861): We (d. h. er und Brewster) in common with most of those who worked on the subject before the appearance of Kirchhoff and Bunsen's paper ascribed a bright line coincident with D to other spectra than that of soda.

„In ascribing to Stewart the discovery of the extension of Prevost's low of exchanges, I do not forget that it was rediscovered by Kirchhoff, who, indeed, was the first to publish it in relation to light, though the transition from radiant heat to light is so obvious that it could hardly fail to have been made, as in fact it was made by Stewart himself (see Proc. Roy. Soc. vol. 10 p. 385). Nor do I forget that it is to Kirchhoff that we owe the admirable application of this extendet low to the lines of the solar spectrum." Ich denke, dieses Zeugniss überhebt uns aller weiteren Bemerkungen.

Eine sehr parteiische Darstellung der Geschichte findet sich auch bei Tait.[1]) Er sagt, schon Fraunhofer habe gefunden, dass eine Flamme Licht an der Stelle des Spectrums emittirt, wo sich im Sonnenspectrum die schwarzen D-Linien befinden. Das habe dann Miller genauer bewiesen. „But Foucault went much farther, and proved (!) that the electric arc, which shows these lines bright in its spectrum, not only intensifies their blackness in the spectrum of sunlight transmitted through it, but produces them as dark lines in the otherwise continuous spectrum of the light frome one of the carbon points, when that light is made by reflexion to pass through the arc." Das Wort proved statt found muss natürlich den Eindruck hervorrufen, als habe Foucault den Zusammenhang zwischen Emission und Absórption gekannt und ihn durch seinen Versuch bewiesen. — Kirchhoff habe im Vergleich mit Stewart nur noch gezeigt, warum der absorbirende Körper kälter sein müsse, wenn Umkehrung eintreten soll, — dann wird der obige Bericht von Thomson recapitulirt, ohne den Widerspruch von Stokes mit einem Worte zu erwähnen!

84. In den von W. Crookes herausgegebenen Chemical News, die alles die Spectroscopie Betreffende sammelten, wurden eine Reihe älterer Arbeiten über Spectralanalyse abgedruckt, die wir alle besprochen haben: die Arbeiten von Wheatstone (darunter der bisher überhaupt noch nicht gedruckt gewesene ausführliche Bericht des Vortrages aus dem Jahre 1835), von Talbot, von Miller. Auch im Cosmos erschienene Angriffe finden wir in Chem. News übersetzt; so einen Artikel von Ch. Morren[2]), in welchem der Autor erklärt, Kirchhoff sei in seinen Schlüssen voreilig gewesen, zuerst müssten die Spectra der Elemente viel sorgfältiger geprüft werden. Die D-Linien rührten z. B. nicht nur von Natrium her, sondern verschiedene Metalle, wie Quecksilber und Eisen, gäben dieselben Linien; der Schluss, Natrium sei in der Sonne, sei also unberechtigt. K. M. Giltay[3]) sagt, die Spectralanalyse habe Plücker entdeckt, übrigens hält er die meisten Schlüsse von Kirchhoff und Bunsen für falsch. Auch Crookes[4]) selbst tritt als

1) P. G. Tait, Radiation and convection, Encyclop. Brit. 9. Aufl. Vol. 20. p. 212—217 (1886). Vergl. auch: On spectrum analysis. Edinb. Proc. 7. p. 455—461 (1871).

2) Ch. Morren, Sur l'analyse spectrale, Cosmos 19. p. 557—560 (1861). Chem. News 4, p. 302—303 (1861).

3) K. M. Giltay, Analyse spectrale, Cosmos 19. p. 399—402 (4861), Chem. News 4. p. 328 —329 (1861).

4) W. Crookes, The composition of the solar spectrum. Chem. News 4. p. 293 (1861).

Gegner auf. Er sagt, da mit steigender Temperatur die Linienzahl im Spectrum wachse, die Sonnentemperatur aber sehr hoch sei, so genüge es nicht, für ein Element die Coincidenz einzelner Linien mit Sonnenlinien nachzuweisen, sondern das müsse für alle Linien geschehen, bevor man Schlüsse ziehen dürfe; da z. B. die D-Linien nach Morren auch von Quecksilber herrührten, so sei die Anwesenheit von Natrium in der Sonne noch nicht bewiesen.

An einer anderen Stelle[1]) warnt Crookes vor der Benutzung der von Kirchhoff und Bunsen veröffentlichten Tafeln der Alkalien und alkalischen Erden, die ganz unvollständig seien; er hat dabei vollkommen übersehen, dass dies in der Publication von Kirchhoff und Bunsen selbst steht, dass sie gar nicht alle Linien gezeichnet haben, die sie sahen, sondern ausschliesslich ein Bild der in einem kleinen und lichtschwachen Apparat characteristischen Linien geben wollten. Die Tafeln sollten ausgesprochener Maassen zur Erkennung der bekannten Elemente dienen, nicht zur Auffindung neuer.[2])

W. A. Miller[3]) hat Versuche zur Photographie von Funkenspectren gemacht, die aber in sofern verunglücken, als er im wesentlichen stets dieselben Linien erhält, also vermuthlich die Luftlinien. Beim Bericht über diese Bemühungen führt er eine Reihe von Fällen an, wo die Emission nicht proportional der Absorption sei, was er richtig durch eine Dissociation bei der hohen Temperatur der Flamme erklärt. Aber er sagt ausserdem, Wasserstoff gebe kein Absorptionsspectrum, trotzdem es im Funken zeige „a characteristic and brillant series of dark bands". Dann beschreibt er noch einen sehr wunderlichen Versuch, welcher gegen das Kirchhoffsche Gesetz sprechen soll: Er stellt zwei mit Natrium versehene Flammen zu beiden Seiten eines Bunsenschen Fettfleckphotometers so auf, dass der Fleck unsichtbar ist. Dann lässt er durch die eine dieser Flammen in einer Richtung, die senkrecht zur Verbindungslinie beider Flammen steht, Licht einer electrischen Lampe gehen. Er sagt, wenn die Flamme nach dem Kirchhoffschen Gesetz das gelbe Licht

1) W. Crookes, On the supposed new member of the calcium group of metals. Chem. News **3**, p. 129—130 (1861).

2) Was für unglaubliche Ideen damals noch im Umlauf waren und gedruckt werden konnten, zeigt ein Artikel von einem P. N. H., der in den Chemical News Vol. **6**. p. 272—282 (1862) unter dem Titel: „An explanation of the Sodium spectrum" veröffentlicht ist. Nachdem der Verfasser behauptet hat, eine Kochsalzperle sende Licht aus, ohne zu verdampfen, heisst es weiter: „The phenomenon of the sodium flame is therefore caused by the vibrations of the particles of the sodium, which have not left the wire, and which vibrations are communicated to the luminiferous ether, rendered sensitive by the great heat. When this vibration is passed through the slit of Bunsen und Kirchhoff's apparatus, the ether is cooled as it passes through the prism, except about the characteristic band, which alone is bright, the rest of the spectrum being dark from cessation in the vibration of the cooled ether, cooled by the prism, as the hot gas is cooled by the wire gauze of Davy's lamp. — Es sei hier nebenbei bemerkt, dass noch sehr lange Zeit sich immer wieder Leute fanden, welche Kirchhoffs Erklärung der Fraunhoferschen Linien bezweifelten. So will z. B. H. Hartshorne 1878 wieder die alte Theorie der Interferenzen einführen (Journ. Franklin. Inst. **75**. p. 38—45 (1878), auch Mondes **45**. p. 517—522 (1878)).

3) W. A. Miller, On photographic spectra of the electric light. Rep. Brit. Assoc. 1861. Not. & Abstr. p. 87—88.

der Lampe absorbire, so müsse sie seitlich, d. h. nach dem Fettfleck zu, helleres Licht aussenden. Das kann er aber nicht finden!

85. Robinson[1]) hat eine ausführliche Untersuchung über die Funkenspectra zahlreicher Elemente ausgeführt, die aber ganz ungenügend ist. Er gelangt dabei dahin, alle Resultate von Kirchhoff und Bunsen zu bezweifeln, er ist z. B. nicht sicher, ob nicht dieselbe Linie verschiedenen Elementen angehören könne, ob sich nicht das Spectrum eines Elementes ändern könne, auch wenn seine chemische Natur ungeändert bleibe, ob ein Gemisch verschiedener Elemente einfach die Summe der Spectren der einzelnen gebe, wofür er als Beispiel Electricität und Luft anführt, u. s. w. Er steht dabei auf dem Standpunkt, anzunehmen, Electricität an und für sich erzeuge Linien bei Gegenwart von Materie. Seine Versuche zeigen ihm nun in der That, dass massenhafte Linien verschiedener Elemente coincidiren. Da er aber nur mit einem Prisma arbeitet, die beiden Natrium-Linien nicht zu trennen vermag, und sogar behauptet, sie lägen an einer anderen Stelle, als die D-Linie der Sonne, so braucht man alle diese Einwendungen nicht weiter zu berücksichtigen.

86. Auch Ångström[2]) reclamirt die Priorität: er sagt, er habe gestützt auf Eulers Grundsatz von der Resonanz geschlossen, „dass ein Körper im glühenden Zustande gerade diejenigen Licht- und Wärmestrahlen aussenden muss, welche er unter denselben Umständen absorbirt.“ Er macht dann neue Versuche über das Sonnenspectrum und die Funkenspectra der Metalle gemeinsam mit Thalen und sucht Coincidenzen zwischen beiden. Kirchhoff, „dem das Verdienst gebührt, durch directe Versuche mit Na und Li die Richtigkeit des im Vorhergehenden von mir aufgestellten Satzes von der Entsprechung der Absorption und Ausstrahlung erwiesen zu haben“, habe schon einige Elemente in der Sonne gefunden; sie fügen Ca, Al, Mn, vielleicht Sr und Ba hinzu. Die Fraunhofersche Linie B stamme von K, C von Wasserstoff, D von Na, E von Fe, b von Mg und Fe, F von Sr und Fe, G von Fe, H von Ca. — In einem Nachtrag zu der Arbeit beschwert Ångström sich über die geringe Anerkennung, die ihm Kirchhoff gezollt habe, und recapitulirt seine Arbeiten. Er habe gezeigt, dass das Spectrum eines Metalls identisch sei mit dem seiner Schwefelverbindung und in verschiedenen Gasen unverändert bleibe, dass gemischte Gase eine Superposition der einzelnen Spectren zeigen. Endlich habe er ausgesprochen, dass „Strahlung und Absorption einander entsprechen“. — „Zur Stütze dieses Satzes führte ich an, dass das Jod beim Verbrennen helle und dunkle Linien erzeugt, denen analog, welche sich bei Absorption durch Jodgas zeigen; dass die dunklen Linien, welche im Sonnenspectrum bei Sonnenuntergang auftreten, etwas entsprechendes im electrischen Luftspectrum zu haben scheinen, und dass im Allgemeinen die Fraunhoferschen Linien eine

---

1) T. R. Robinson, On spectra of electric light, as modified by the nature of the electrodes and the media of discharge. Phil. Trans. **152**, II. p. 939—986 (1862).

2) A. J. Ångström, Ueber die Fraunhoferschen Linien im Sonnenspectrum. Pogg. Ann. **117**. p. 290—302 (1862). Mit Zusatz aus Oefvers. Vetensk. Acad. Förhandl. 1861. Nr. 8. — Auch Phil. Mag. (4) **24**. p. 1—11 (1862).

Umkehrung der hellen Linien im electrischen Spectrum seien. Ich weiss nicht, wie der in Rede stehende Satz deutlicher ausgesprochen werden könnte." Ångström übersieht bei dieser Reclamation vollkommen, dass er fälschlich behauptet hatte, ein kaltes Gas absorbire die Strahlen, die es glühend emittirt, und dass er dem entsprechend die terrestrischen Linien des Sonnenspectrums mit dem Funkenspectrum der Luft verglichen hatte.

87. Auf einen Theil dieser Veröffentlichungen antwortet Kirchhoff[1]), wobei er indess alle Angriffe auf die Richtigkeit seiner Beobachtungen und Schlüsse mit vollem Recht ganz mit Stillschweigen übergeht. Er bespricht die Arbeiten von Herschel, Talbot, Miller, Ångström und kann unschwer bei allen die Widersprüche oder Ungenauigkeiten nachweisen, welche auch ich bei der Besprechung dieser Arbeiten hervorgehoben habe, und welche eben bis zu Kirchhoff und Bunsen trotz der zahlreichen Untersuchungen die Entdeckung und Verbreitung der Spectralanalyse verhindert hatten. In Bezug auf den Satz von dem Verhältniss der Emission und Absorption bespricht er Ångström und vor allem die Arbeiten von B. Stewart, deren Bedeutung er zwar vollkommen anerkennt, die er aber doch nicht als beweiskräftig gelten lassen kann. Er wiederholt den ganzen Gedankengang von Stewart, und zeigt, dass derselbe keinen strengen allgemeinen Beweis giebt, sondern nur den Satz als möglich erscheinen lässt, ihn plausibel macht. Ferner habe Stewart noch einen Irrthum begangen, wenn er finde, dass die innere Strahlung eines Theilchens proportional dem Brechungsexponenten sei, während sie in Wahrheit proportional dem Quadrat des Brechungsexponenten ist. 1861 habe Stewart denn auch seinen Ausspruch corrigirt. — Endlich bespricht Kirchhoff den oben erwähnten Brief von W. Thomson.

Stewart[2]) erwidert darauf, indem er anerkennt, dass er den Satz nur für Wärmestrahlung ausgesprochen habe, in Erweiterung der Prevostschen Theorie des beweglichen Gleichgewichts. Er wiederholt kurz seinen Gedankengang: wenn er in der ersten Abhandlung den Wärmestrom proportional der ersten Potenz des Brechungsexponenten gesetzt habe, in der zweiten aber proportional dem Quadrat, so rühre das nur davon her, dass er zuerst die Vorgänge in der Ebene, dann die im Raume betrachtet habe. Also habe er einen richtigen Beweis gegeben und ihn durch Versuche gestützt; der Beweis von Kirchhoff sei vielleicht vollständiger, als seiner, aber er habe den Mangel, dass Kirchhoff die innere Strahlung gar nicht in Betracht gezogen habe.

In demselben Jahr erscheint eine Abhandlung von F. de la Provostaye[3]), der, wie früher erwähnt, mit Desains zusammen schöne Untersuchungen über strahlende Wärme ausgeführt hatte. Auch er beweist hier für Wärmestrahlung

1) G. Kirchhoff, Zur Geschichte der Spectralanalyse und der Analyse der Sonnenatmosphäre. Pogg. Ann. **118**. p. 94—111 (1863).

2) B. Stewart, Reply to some remarks by G. Kirchhoff in his paper: „On the history of spectrum analysis". Phil. Mag. (4) **25**. p. 354—360 (1863).

3) F. de la Provostaye, Considération théorique sur la chaleur rayonnante. Ann. chim. et phys. (3) **67**. p. 5—51 (1863).

die Gleichheit von Emission und Absorption, greift aber gleichzeitig den Kirchhoffschen Satz an, indem er behauptet, dass darin die diffus reflectirten Strahlen nicht berücksichtigt seien, und daher der Beweis nicht allgemein gültig sei. Nachdem Kirchhoff[1]) diesen Einwand widerlegt, dagegen gewisse Bedenken gegen die Beweisführung von Provostaye erhoben, antwortet letzterer wieder[2]) und bleibt dabei, sein Beweis sei einfacher und besser. Ich glaube nicht, dass es Zweck hat, diese Arbeiten hier ausführlicher zu besprechen, sondern begnüge mich damit, sie zu erwähnen.

Als letztes Blatt aus diesem Theil der Geschichte ist ein Brief von D. Brewster[3]) an die Pariser Akademie zu erwähnen, in welchem er auf die erste Abhandlung von Talbot als Entdeckung der Spectralanalyse hinweist, und auf seine Arbeiten über das Sonnenspectrum und die Emissions- und Absorptionsspectra der Elemente. Er habe zuerst gefunden, dass die im brennenden Salpeter auftretenden Linien sich unter den Fraunhoferschen Linien finden (was bekanntlich nicht der Fall ist), und dass dieselbe Eigenschaft fast allen Flammen zukomme.

Es wird wohl niemand geneigt sein, diese Prioritätsansprüche anzuerkennen, der sich daran erinnert, dass im Jahr 1860 Brewster es für sehr möglich erklärt hat, die Fraunhoferschen Linien seien eine Interferenzerscheinung, da er ähnliche Linien in dem Absorptionsspectrum alten Glases gefunden habe. Wir wollen diesen Abschnitt mit den trefflichen Worten beschliessen, die Pritchard[4]) in einer kurzen Uebersicht über die Entwickelung der Spectralanalyse gebraucht: „It may safely be asserted of Foucault in 1849, of Stokes in 1850, of Ångström in 1855, and of Balfour Stewart in 1859, that each of them was in possession of an enunciated truth, which had they been traced to their natural and inevitable consequences, must have lad to that grand generalisation which will immortalise the name of Kirchhoff, and which forms one of the happiest and most remarkable discoveries of modern times.“ [5])

88. Bei der Darstellung der Geschichte der Spectralanalyse bis zu Kirchhoff und Bunsen habe ich gesucht, möglichst vollständig zu sein, alle Arbeiten, welche ich habe finden können, wenigstens zu erwähnen. In dem nun folgenden Theile dagegen werde ich nur einen kurzen Ueberblick über die weitere Entwickelung geben, nur die wichtigsten Abhandlungen auf den verschiedenen Gebieten hervorheben, und nur stellenweise unbedeutende Bemerkungen oder genaueres Detail erwähnen. Das geschieht unter dem

---

1) G. Kirchhoff, Sur le principe de l'égalité des pouvoirs émissifs et absorbants. Ann. chim. et phys. (3) **68**. p. 184—186 (1863).

2) F. de la Provostaye, Égalité des pouvoirs émissifs et absorbants. C. R. **57**. p. 517—520 (1863), und Ann. chim. et phys. (3) **69**. p. 206—213 (1863).

3) D. Brewster, Notes sur l'histoire de l'analyse spectrale. C. R. **62**. p. 17—19 (1866).

4) Ch. Pritchard, Address delivered on presenting the gold medal of the R. Astr. Soc. to W. Huggins and W. A. Miller. Monthly Not. Roy. Astr. Soc. **27**. p. 146—165 (1867).

5) Ich würde aus dieser Liste Stokes nach seiner eigenen, freilich erst später erfolgten und daher Pritchard unbekannten Aussage streichen, dagegen Plücker nennen.

Gesichtspunkte, dass die meisten Arbeiten, welche in diese Zeit fallen, je nach ihrem Inhalt in den einzelnen Kapiteln dieses Werkes zu besprechen sein werden, während die älteren Arbeiten ja fast ausschliesslich historisches Interesse haben.

Kirchhoff und Bunsen hatten in ihren Tafeln nur die Hauptlinien der Alkalien und alkalischen Erden eingetragen, wie sie mittelst eines kleinen Apparates in der Bunsenflamme erscheinen, schwache Linien aber, die ihnen für die Erkennung des Elementes wenig geeignet erschienen, weggelassen.[1]) Sie gaben auch ausdrücklich an, dass bei einer höheren Temperatur neue Linien auftreten oder schwache stark werden könnten.[2]) Trotzdem wurden beide Bemerkungen in der ersten Zeit mehrfach übersehen, und es entstanden Irrthümer. So erregte die Beobachtung einer blauen Lithiumlinie Aufsehen, so glaubten F. W. und A. Dupré[3]), als sie im Ca eine Linie bei 4226 fanden, auf die Anwesenheit eines neuen Elementes schliessen zu können. Andere Beobachter, die stärkere Apparate oder höhere Temperaturen verwandten, konnten über das Auftreten weiterer Linien berichten: so fanden Wolf und Diacon[4]) zuerst, dass das Na-Spectrum nicht so einfach sei, wie man bis dahin geglaubt, nämlich nur aus den D-Linien bestehend, sondern dass noch eine ganze Anzahl Linien sichtbar werden könne. Aehnliches fanden sie für K und Li. — Johnson und Allen[5]) finden, dass Bunsen das Cäsiumspectrum nicht richtig gezeichnet habe, einige Linien fehlten, andere seien nicht an richtiger Stelle. Bunsen giebt das theilweise zu, und veröffentlicht eine neue Zeichnung.

89. Von ganz anderer Wichtigkeit, als diese kleinen Verbesserungen einzelner Spectra ist eine Reihe von Beobachtungen, deren Möglichkeit Kirchhoff und Bunsen[6]) bereits ausgesprochen hatten, ohne dass ihnen indessen einschlägige Thatsachen aufgestossen wären; Kirchhoff sagt nämlich, dass möglicherweise Verbindungen andere Spectra geben könnten, als die Elemente, falls sie nicht bei der Temperatur der Flamme dissociirt würden. Diese Thatsache constatirte zuerst Mitscherlich[7]), indem er fand, dass wenn man z. B. neben Chlorbaryum in der Bunsenflamme Salzsäure verdampfen lässt, keine

1) Kirchhoff und Bunsen, Chemische Analyse durch Spectralbeobachtungen. Pogg. Ann. **110**. p. 166, 189 (1860), Pogg. Ann. **113**. p. 378.

2) Kirchhoff, Untersuchungen über das Sonnenspectrum und die Spectren der chemischen Elemente. Abhandl. Berlin. Akademie 1861. p. 72.

3) F. W. and A. Dupré, On the existence of a fourth member of the calcium group of metals. Phil. Mag. (4) **21**. p. 86—88 (1861). — W. Crookes, On the supposed new member of the calcium group of metals. Chem. News **3**. p. 129—130 (1861). — F. W. and A. Dupré, On the calcium spectrum. Phil. Mag. (4) **21**. p. 239 (1861).

4) C. Wolf et E. Diacon, Note sur les spectres des métaux alcalins. C. R. **55**. p. 334—336 (1862).

5) S. W. Johnson and O. D. Allen, On the equivalent and spectrum of caesium. Amer. J. (2) **35**. p. 94—98 (1863). — Bunsen, Zur Kenntniss des Cäsiums. Pogg. Ann. **119**. p. 1—11 (1863). — S. W. Johnson, Amer. J. (2) **36**. p. 413 (1864), auch Chem. News **9**. p. 2—3 (1864).

6) Kirchhoff und Bunsen, Chemische Analyse durch Spectralbeobachtung. Pogg. Ann. **113**. p. 380 (1861).

7) A. Mitscherlich, Beiträge zur Spectralanalyse. Pogg. Ann. **116**. p. 499—507 (1862).

Dissociation eintritt, man daher nicht das Spectrum des Baryum, sondern das der Verbindung erhält. Dasselbe fand sich in anderen Fällen: „Es geht aus diesen Versuchen hervor, dass die Metalle weder überhaupt in allen Verbindungen ein Spectrum geben, noch in den Verbindungen, die ein Spectrum haben, stets dasselbe zeigen, sondern dass das Spectrum davon abhängig ist, ob das Metall dasselbe hervorbringt, oder welche Verbindung erster Ordnung es erzeugt. Ferner kann man wohl mit Recht den Schluss aus diesen Versuchen ziehen, dass jede Verbindung erster Ordnung, wenn sie ein Spectrum hat, das aber natürlich nicht durch Zersetzung der Verbindung durch die Flamme erzeugt sein darf, ein eigenes Spectrum besitzt.“ Er findet weiter, dass in den Natriumsalzen immer das Spectrum des Natrium selbst erscheint; daher sollen, „da Natrium fast die grösste Verwandtschaft zum Sauerstoff hat, alle Spectra, die aus Sauerstoffverbindungen entstehen, die Spectra der Metalle selbst sein.“ „Aus der Thatsache, dass Na als Metall in der Sonnenatmosphäre vorkommt, folgt, dass kein freier electronegativer Körper, wie O], S u. s. w.“ in der Sonnenatmosphäre enthalten ist. Daraus ergiebt sich, dass alle Metalle, die durch Na aus ihren Verbindungen ausgeschieden werden, in der Sonnenatmosphäre unverbunden enthalten sind.“ — „Andererseits lässt sich aber aus der Abwesenheit der Linien eines Metalls im Spectrum des Sonnenlichtes nicht auf die Abwesenheit desselben in der Sonnenatmosphäre schliessen; denn es können Metalle, wie z. B. Li, mit einem einfachen Körper verbunden in der Sonnenatmosphäre vorhanden sein, ohne dass diese Verbindung ein Spectrum zu geben brauche.“

Man braucht nicht allen Schlüssen von Mitscherlich zuzustimmen, um die Wichtigkeit der Grundthatsache zu erkennen. Einige Irrthümer, z. B. die Unmöglichkeit der Oxydspectra verbessert Mitscherlich selbst in einer zweiten sehr ausführlichen Arbeit.[1]) Er beschreibt hier eine grosse Anzahl von Methoden, die er anwendet, um die Salze in leuchtenden Dampf zu verwandeln, und findet die Bedingungen, um nicht nur die Spectra der Chlorverbindungen, sondern auch der Jod- und Bromverbindungen, sowie der Oxyde zu erzeugen. Meist erhält man ein Gemisch des Metallspectrums und der betreffenden Verbindung, namentlich des Oxydes, wenn man den Bunsenbrenner verwendet. Als solche Gemische erweisen sich demnach auch die von Kirchhoff und Bunsen gezeichneten Spectra der alkalischen Erden. Die Abhandlung enthält eine ausserordentlich grosse Menge wichtiges Beobachtungsmaterial, für zahlreiche Verbindungen und Elemente sind Zeichnungen der Spectra gegeben nach einer willkürlichen Scala. Mitscherlich glaubt Beziehungen zwischen den Spectren der Verbindungen desselben Elementes zu finden, z. B. zwischen der Chlor-, Brom-, Jod-Verbindung des Ba, ebenso des Ca und Sr. Auch bei dem Spectrum des CaO und SrO sieht er Aehnlichkeiten, ebenso bei den Spectren von Zn und Cd. Er unterscheidet auch schon zwischen den eigentlichen Linienspectren und Bandenspectren, bemerkt, die

1) A. Mitscherlich, Ueber die Spectren der Verbindungen und der einfachen Körper. Pogg. Ann. 121. p. 459—488 (1864).

Metalloide zeigten letzteres sehr leicht, — kurz, es findet sich eine Fülle wichtiger Beobachtungen, freilich Falsches mit Richtigem gemischt, und alles stark entwerthet durch den Mangel an Messungen, die doch zum Beweise der ausgesprochenen Behauptungen unumgänglich nöthig wären; die kleinen Zeichnungen sind dafür nur ganz ungenügender Ersatz.

Im folgenden Jahre kommt Mitscherlich[1]) noch einmal auf diese Dinge zurück, indem er die Existenz der besonderen Spectra von Chlor-, Brom-, Jod-Cupfer zum spectralanalytischen Nachweis von Cl, Br, J zu verwenden sucht. Es findet sich hier auch die Bemerkung, dass die Metalloide meistens verschiedene Spectra zu geben im Stande seien, dass sie also wohl zusammengesetzte Körper, nicht Elemente seien.

90. Etwa gleichzeitig mit Mitscherlich haben auch Roscoe und Clifton[2]) die Existenz der Verbindungsspectra vermuthet, ohne aber die Frage näher zu verfolgen. Mit einem grösseren Apparat untersuchen sie die Spectra, die durch den condensirten Inductionsfunken erzeugt werden, und finden dabei, dass die Spectra von Ca, Sr, Ba wesentlich andere sind, als die in der Bunsenflamme erzeugten, indem die breiten Bänder verschwinden, dafür zahlreiche neue Linien auftreten. „We would suggest that at the lower temperature of the flame or weak spark, the spectrum is produced by the glowing vapour of some compound, probably the oxide, of the difficultly reducible metal; where as, at the enormously high temperature of the intense electric spark these compounds are split up, and thus the true spectrum of the metal is obtained.“

Auch Diacon[3]) beobachtet, dass wenn man die Alkalien und Erdalkalien in einer Chlorwasserstoff-Flamme verdampft, sie besondere Verbindungsspectra geben. Dibbits[4]) liefert ebenfalls einen Beitrag zu der Frage, insofern es ihm gelingt, ein Spectrum einer Verbindung, des Ammoniaks, zu erhalten.

91. Während die Möglichkeit der Verbindungsspectra schon von Kirchhoff und Bunsen ausgesprochen war, in ihrer Auffindung also kein Widerspruch gegen die Entdecker der Spectralanalyse lag, verhält es sich mit den mehrfachen Spectren eines Elementes anders, wir stossen hier zum ersten Mal auf eine Thatsache, die den Anschauungen von Kirchhoff und Bunsen zwar nicht widersprechend, aber doch fremd war. Plücker hatte seine Untersuchungen über Entladungen durch Gase fortgesetzt, und im Jahre 1863 berichtet er zum ersten Mal[5]), dass er im Verein mit Hittorf gefunden habe,

1) A. Mitscherlich, Ueber die Anwendung der Verbindungsspectren zur Entdeckung von Chlor, Brom und Jod in geringster Menge. Pogg. Ann. **125**. p. 629—634 (1865).

2) H. E. Roscoe and R. B. Clifton, On the effect of increased temperature upon the nature of the light emitted by the vapour of certain metals or metallic compounds. Manchester Soc. Proc. **2**. p. 227—230 (1862), auch Chem. News **5**. p. 233—234 (1862).

3) E. Diacon, De l'emploi du chalumeau à chlor-hydrogène pour l'étude des spectres. C. R. **56**. p. 653—655 (1863). Recherches sur l'influence des éléments électronégatifs sur le spectre des métaux. Ann. chim. et phys. (4) **6**. p. 5—25 (1865).

4) H. C. Dibbits, Ueber die Spectren der Flammen einiger Gase. Pogg. Ann. **122**. p. 497—545 (1864).

5) J. Plücker, On spectral analysis. Rep. Brit. Ass. 1863. Not. & Abstr. p. 15—16.

dass manche Elemente je nach den Bedingungen der Erhitzung ganz verschiedene Spectra geben könnten. Der ausführliche Bericht über diese wichtigen Arbeiten erschien erst 1865.[1]) Die Verfasser beschreiben hier zunächst die Herstellung der Geisslerröhren, welche sie gegen früher wesentlich vervollkommnet haben durch Einführung von schwer schmelzbarem Glase und durch Anwendung der Geisslerschen Quecksilberluftpumpe. Sie finden nun für Stickstoff, dann auch für andere Elemente, die Thatsache: „There is a certain number of elementary substances, which, when differently heated, furnish two kinds of spectra of quite a different character, not having any line or any band in common.“ — „The passage from one kind of spectra to the other is by no means a continnous one, but takes place abruptly.“ Sie beschreiben dann das Banden- und das Linienspectrum des Stickstoffs. „It appears by no means probable that by increasing the temperature the shaded bands of one spectrum may be transformed gradually into the bright lines of the other; nevertheless it would be desirable to prove by experiment that the passage from one spectrum to another is a discontinuous and abrupt one.“ Das gelingt, indem sie eine sehr kleine Leidner Flasche wählen, „which exhibits the curious phenomenon of two rival spectra disputing existence with each other. Sometimes one of the spectra, sometimes the other appears: and for moments both are seen simultaneously. Especially the brighter lines of the second spectrum abruptly appear in the blue and violet channeled spaces of the first, and according to fluctuation of the induced current, either suddenly disappear again or subsist for some time.“ — Sie sagen, die Spectra müssten von dem molecularen Zustand des Elementes abhängen: „We may assert with confidence that, if one spectrum of a given gas be replaced by quite a different one, there must be an analogous change of the constitution of the ether, indicating a new arrangement of the gaseous molecules. Consequently we must admit either a chemical decomposition or an allotropic state of the gas.“ Sie halten nach ihren Versuchen die zweite Annahme für die einzig mögliche.

Plücker und Hittorf weisen solche verschiedenen Spectra für eine ganze Anzahl von Elementen nach: für S, Se, H, Ba, Ca, Sr, Pb, Cu, Mn, J. Bei anderen Elementen, z. B. Sauerstoff, Alkalien u. s. w. finden sie nur Linienspectra. Sie führen für die Bandenspectra den Namen Spectra erster Ordnung, für die Linienspectra den der Spectra zweiter Ordnung ein. Die Arbeit enthält auch sonst noch mancherlei Interessantes, z. B. Untersuchungen über den Einfluss des Druckes auf Gasspectra: sie finden, wachsender Druck suche das Spectrum in ein continuirliches zu verwandeln, aber in verschiedener Weise; ferner untersuchen sie die Spectra von Kohlenstoffverbindungen u. s. w. Wir wollen an dieser Stelle auf diese Punkte nicht näher eingehen; es seien nur noch die schönen Tafeln erwähnt, welche die Abhandlung begleiten.

---

1) J. Plücker and J. W. Hittorf, On the spectra of ignited gases and vapours, with especial regard to the different spectra of the same elementary gaseous substance. (Gelesen März 1864.) Phil. Trans. 155. p. 1—29 (1865).

92. Es war natürlich, dass eine so fundamentale neue Entdeckung nicht ohne Weiteres als sicher angenommen wurde; wenn auch die Erklärung durch allotrope Modificationen richtig war, so waren doch solche z. B. für Wasserstoff und Stickstoff unbekannt, und für jeden, der es versucht hatte, Geisslersche Röhren mit reinen Gasen zu füllen, lag die Vermuthung nahe, dass nur Verunreinigungen die verschiedenen Spectra hervorgerufen hätten. Dazu kommt noch, dass wirklich ein Theil der Beobachtungen anders zu deuten ist, dass Plücker und Hittorf zum Theil Verbindungsspectra beobachtet hatten. Auch bei einer Anzahl späterer Untersuchungen von anderen Spectroscopikern, so von Watts für die Kohle, von Wüllner für verschiedene Gase, kamen mehrfach Irrthümer vor, weil die Spectra von Verunreinigungen für neue Spectra der untersuchten Elemente ausgegeben wurden, und so konnte lange Zeit die Frage, ob Elemente verschiedene Emissionsspectra geben könnten, als unentschieden betrachtet werden. Ich will hier auf die Geschichte dieses Streites nicht näher eingehen, es genüge die Bemerkung, dass er schliesslich durchaus im Sinne von Plücker und Hittorf entschieden wurde.

93. Inzwischen hatte sich die neue Art der chemischen Analyse abermals fruchtbar erwiesen zur Auffindung neuer Elemente. W. Crookes[1]) fand bei der Verarbeitung selenhaltiger Rückstände einer Schwefelsäure-Fabrik eine sehr helle grüne Linie, und meinte zuerst, ein zu der Schwefelgruppe gehöriges Element entdeckt zu haben, welches er dann Thallium nannte. Nahezu gleichzeitig scheint dasselbe Element von Lamy[2]) gefunden zu sein, welcher das Metall zuerst in grösserer Menge darstellte, während Crookes wohl zweifellos die Priorität der Entdeckung und Publication gehört. Im folgenden Jahre fanden Reich und Richter[3]), dass sich aus der Zinkblende von Freiberg ein Körper ausscheiden lasse, welcher eine ausgezeichnete blaue Linie im Spectrum zeigte: sie hatten damit das neue Element Indium gefunden. Endlich sei hier gleich angeschlossen, dass im Jahre 1875 Lecoq de Boisbaudran[4]) mit Hülfe des Spectroscops das Gallium in der Zinkblende von Pierrefitte (Pyrenäen) entdeckte. Wenn dann noch Argon und Helium genannt werden, ferner Neon, Krypton und Xenon[5]), so sind damit alle Elemente aufgezählt, welche durch ihre Emissionsspectra gefunden wurden, es sind im Ganzen deren zehn.

1) W. Crookes, On the existence of a new element, probably of the sulphur group. Chem. News **3**. p. 193—194 (1861), ibid. p. 303; auch Phil. Mag. **21**. p. 301—305 (1861); ferner Chem. News **6**. p. 1—3 (1862). Chem. News **7**. p. 13—14 (1863). Chem. News **9**. p. 54 (1864). Phil. Trans. **153**, I. p. 173—192 (1863).

2) A. Lamy, De l'existence d'un nouveau métal, le Thallium. C. R. **54**. p. 1255—1258 (1862), auch Ann. de Chim. (3) **67**. p. 385—417 (1863).

3) F. Reich und Th. Richter, Ueber das Indium. J. f. prakt. Chem. **90**. p. 172—176 (1863). Ibid. **92**. p. 480—485 (1864), auch Phil. Mag. (4) **26**. p. 488 (1863) und **27**. p. 199—201 (1864).

4) Lecoq de Boisbaudran, Caractères chimiques et spectroscopique d'un nouveau métal, le Gallium, découvert dans une blende de la mine de Pierrefitte, vallée d'Argelès (Pyrénées). C. R. **81**. p. 493—495 (1875), ferner J. de Phys. **5**. p. 277—279 (1876), Ann. chim. et phys. (5) **10**. p. 100—141 (1877).

5) Argon wurde von Lord Rayleigh u. Ramsay, die übrigen Gase von Ramsay gefunden.

94. Wir haben die vortreffliche Arbeit von Stokes über die Fluorescenz ausführlich besprochen. Stokes hatte dabei die ausserordentliche Durchlässigkeit des Quarzes für ultraviolettes Licht bemerkt, und sich schliesslich einen Spectralapparat ganz aus Quarz bauen lassen. Mit demselben lieferte er eine Untersuchung[1]) über die Durchlässigkeit zahlreicher organischer Substanzen für kurze Wellenlängen. Als Lichtquelle nahm er das Licht des electrischen Funkens oder des Bogens, und entdeckte dabei, dass dessen Spectrum im Ultraviolett unvergleichlich viel weiter reiche, als bei Anwendung von Sonnenlicht; für dessen Spectrum erreicht er somit das Ende. Nach dem Durchgang des Lichtes durch den Apparat mit Quarz-Linsen und Prismen fängt er es auf einer Uranglasplatte auf, wo es durch Fluorescenz sichtbar wird; noch zweckmässiger erweist sich ein Schirm aus einem Uran-Phosphat, dessen Darstellung Stokes beschreibt. Das Spectrum von Metallfunken in Luft zeige bei allen Metallen eine Anzahl von Linien, die Linien der Luft, welche durch das ganze Spectrum hindurchgehen, von einer Electrode bis zur andern. Ausserdem zeigen sich je nach dem angewandten Metall verschiedene Linien, die aber nur als Punkte, als „tips" an den Electroden sichtbar sind. Der sichtbare Theil des Spectrums und der Anfang des Ultravioletten sei merkwürdig arm an stärkeren Metalllinien, verglichen mit dem Theil der noch kürzeren Wellen. Besonders starke Linien zeigen Zn, Cd, Mg, Al, Pb; letzteres zeige vielleicht die stärksten Linien unter allen Metallen, bei Aluminium reiche aber das Spectrum am weitesten, es endige mit einer Doppellinie, welche schon schwer durch Quarz hindurchgehe. Er scheint also die Linien bei 1857 gesehen zu haben. Das Magnesiumspectrum endige mit einer sehr starken Linie (wohl 2852). — Die Abhandlung enthält sonst noch die interessante Beobachtung, dass Silber kürzere Wellenlängen, als die von ihm S genannte Fraunhofersche Linie nicht reflectire, was freilich nicht ganz richtig ist; sie giebt ferner kleine Zeichnungen der Spectra von Al, Cd, Zn, und von den Absorptionsspectren.

95. In demselben Jahre und in demselben Bande der Phil. Trans. der Königl. Gesellschaft zu London erschienen zwei ihrem Werthe nach sehr verschiedene Arbeiten über die Spectra der Elemente. Die erste Arbeit von W. A. Miller[2]) ist mit Hülfe der Photographie ausgeführt worden; Miller versuchte zunächst, durch ein Prisma von Schwefelkohlenstoff die Spectren zu photographiren. Da aber CS_2 die kurzen Wellen sehr stark absorbirt, so erhielt er im Wesentlichen bei den untersuchten Funkenspectren nur die Theile, in welchen die Luftlinien dominiren, und daher erschienen die Spectren alle identisch. Diese Arbeit[3]) ist schon früher erwähnt worden. In der vorliegenden

1) G. G. Stokes, On the long spectrum of the electric light. Phil. Trans. **152**, III. p. 599—619 (1862), auch Pogg. Ann. **123**. p. 30—48, 472—489 (1864).

2) W. A. Miller, On the photographic transparency of various bodies, and on the photographic effects of metallic and other spectra obtained by means of the electric spark. Phil. Trans. **152**, II. p. 861—887 (1862), auch J. chem. soc. (2) **2**. p. 59—88 (1864).

3) W. A. Miller, On the photographic spectra of the electric light. Rep. Brit. Ass. 1861, Not. & Abstr. p. 87—88.

Abhandlung aber benutzt er einen Quarzapparat, der freilich nur aus Spalt, Prisma und Linse besteht, also kein Collimatorrohr besitzt. Er untersucht die Funkenspectra in Luft, in verschiedenen Gasen, die Absorption der ultravioletten Strahlen durch eine sehr grosse Anzahl fester, flüssiger und gasförmiger Körper, endlich die Reflexionsfähigkeit einiger Substanzen für die kurzen Wellen. Auch Miller findet, dass die Gaslinien, welche im Funkenspectrum auftreten, das ganze Spectrum durchqueren, während die den Metallen angehörenden Linien zum Theil nur dicht an den Electroden sichtbar sind als „dots“. Am weitesten erstreckt sich bei ihm das Spectrum des Zn. Legirungen zeigen die Linien beider Metalle, aber in sehr verschiedenem Maasse. In Bezug auf die Absorption findet er, dass die Substanzen, welche im festen

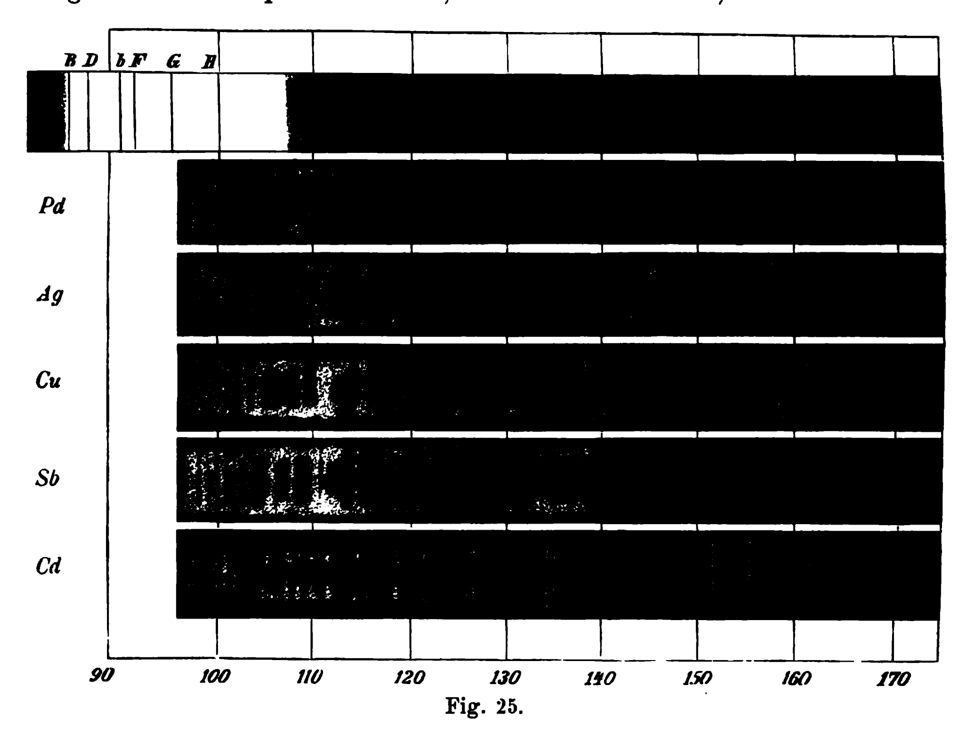


Fig. 25.

Zustande durchlässig oder undurchsichtig sind, diese Eigenschaft auch im flüssigen und dampfförmigen Zustand bewahren. Als hervorragend und zwar gleich gut durchsichtig findet er Wasser, Quarz und Flussspath. Bei dem Reflexionsvermögen fällt auch ihm Silber auf, er findet richtiger, dass bei einer gewissen Wellenlänge die Reflexion aufhört, aber bei einer kürzeren wieder beginnt, dass also ein Streifen im ultravioletten Spectrum existirt, der von Silber durchgelassen wird. — Weitere Details sind hier nicht anzuführen, die Resultate über die Emissionsspectra sind nur in kleinen Zeichnungen mit willkürlicher Scala niedergelegt. Die Spectra beginnen zwischen den Fraunhoferschen Linien G und F und reichen bis —? Mir ist es nicht möglich gewesen, auch nur annähernd aus dem Aussehen der Spectren einen Schluss darüber zu ziehen. In der nebenstehenden Fig. 25 ist eine Probe der Bilder reproducirt.

96. Wesentlich minderwerthiger ist die Abhandlung von Robinson[1]), der auch die Funkenspectra einer grossen Anzahl von Metallen in verschiedenen Gasen und bei verschiedenem Druck untersucht, aber zum Schluss gelangt, die verschiedenen Elemente hätten gar keine characteristischen Linien, sondern dieselbe Linie könne von den verschiedensten Elementen ausgesandt werden. Er denkt sich, die Electricität selbst erzeuge die Linien, freilich mit Hülfe von ponderabler Materie, aber verschiedene chemische Natur dieser Materie bedinge nur, dass die Linie stärker oder schwächer ausfalle. Da die ganze Arbeit aber nur mit einem Prisma gemacht ist, welches die D-Linien nicht trennt, da man als mittleren Fehler seiner Messungen aus den eigenen Angaben etwa 20 A. E. annehmen kann, da endlich den Beobachtungen des Verfassers ein sehr schlechtes Zeugniss gegeben wird durch seine Angabe, die Natriumlinie falle nicht mit D im Sonnenspectrum zusammen, so muss man die ausführlichen Tabellen, welche Robinson für die Spectra der Metalle giebt, für vollkommen werthlos erklären.

97. Während so diese beiden Arbeiten unsere positiven Kenntnisse sehr wenig gefördert hatten, die erste aber doch wenigstens gelehrt hatte, dass im Ultravioletten noch gewaltige Gebiete der Untersuchung harren und mittelst der Photographie erreichbar sind, haben wir aus dem Jahre 1864 eine sehr bedeutende Abhandlung von Huggins[2]) zu verzeichnen. Huggins misst den sichtbaren Theil der Spectra von Luft, Stickstoff, Sauerstoff und 25 anderen Elementen, wobei er den Inductionsfunken benutzte. Sein Spectrometer besitzt 6 Prismen von 45°, die unverändert fest aufgestellt sind. Das Beobachtungsfernrohr ist an einem Metallbogen micrometrisch verschiebbar, die Dispersion ist eine solche, dass zwischen die D-Linien 5 Theilstriche fallen, und sein Micrometer giebt ihm noch Zwölftel eines Theilstriches. Da wegen der Temperaturänderung der Prismen die Ablesungen nicht constant bleiben, benutzt er die zuerst mit möglichster Sorgfalt gemessenen Linien des Luftspectrums als Normalen. Er erhält sie, indem er Funken zwischen Platinspitzen und zwischen Goldspitzen übergehen lässt und die beiden Spectren gemeinsamen Linien als Luftlinien betrachtet. Huggins meint, er habe eine Genauigkeit von etwa einem Theilstrich, d. h. etwa einer Ångström schen Einheit erreicht; wenn das auch nicht ganz der Fall ist, so sind seine Messungen doch für die damalige Zeit ganz vortrefflich gewesen, und haben wegen der Reinheit der benutzten Elemente und der Menge der gemessenen Linien bis auf den heutigen Tag einen gewissen Werth behalten.

98. In diesen und den folgenden Jahren haben wir auch grosse Fortschritte in der Construction von Spectralapparaten zu verzeichnen, ohne hier

1) T. R. Robinson, On spectra of electric light, as modified by the nature of the electrodes and the media of discharge. Phil. Trans. **152**, II. p. 939—986 (1862), die Arbeit ist schon vorher (S. 95) erwähnt.

2) W. Huggins, On the spectra of some of the chemical elements. (Gelesen 1863.) Phil. Trans. **154**, II. p. 139—160 (1864). Seine Messungen sind auf Wellenlängen reducirt worden von W. Gibbs, Americ. J. (2) **47**. p. 194—218 (1869), und von W. M. Watts, Index of spectra. London bei Gillman, 1872.

näher darauf eingehen zu wollen. Namentlich war das Bestreben darauf gerichtet gewesen, die Dispersion und Schärfe zu steigern, was durch Hintereinanderstellung zahlreicher Prismen, besondere Construction derselben aus verschiedenen Substanzen, mehrmaliges Durchlaufen derselben durch die Strahlen erreicht wurde. Dabei hatte man sich auch von der grossen Unbequemlichkeit, unter der Kirchhoff zu leiden gehabt hatte, die Prismen immer wieder für das Minimum der Ablenkung justiren zu müssen, allmählich immer vollkommener frei gemacht durch die Einführung von Mechanismen, welche bei Drehung des Fernrohrs selbstthätig die Prismen stets auf das Minimum einstellten. Es seien hier nur kurz Littrow, Gassiot, Cooke, Rutherfurd Browning[1]) genannt als diejenigen, welche in dieser Zeit vielleicht am meisten zu solchen Verbesserungen beitrugen.

99. Im Jahre 1860 beginnen auch wieder Untersuchungen auf einem Gebiete, welches seit Fraunhofer fast brach gelegen hatte, nämlich über die Spectra der Gestirne. Es liegen aus der Zwischenzeit nur ein paar Bemerkungen von Lamont[2]) über diesen Gegenstand vor. Er sagt, Fraunhofer habe bewiesen, dass das Planetenlicht nur reflectirtes Sonnenlicht sei, da beide dieselben Linien zeigten. „Indessen werden nicht alle Farben des Sonnenspectrums mit gleicher Intensität von den Planeten zurückgeworfen. So ist in dem Lichte des Mars das Roth weit überwiegend; bei den übrigen Planeten, wo der Unterschied weniger auffallend ist, fehlen noch die näheren Bestimmungen.“ Dann theilt Lamont noch mit, er habe das Instrument von Fraunhofer wieder in Stand setzen lassen, um zu untersuchen, ob bei einigen Doppelsternen die Farbe wirklich verschieden sei. Aber er habe nur bei Sternen erster Grösse schwache Spectra erhalten. „Später wendete ich den grossen Refractor zur Untersuchung des Sternenlichtes an, indem ich ein Prisma zwischen dem Objective und dem Ocular, und zwar unmittelbar hinter einem mit Micrometer versehenen Oculare anbrachte. Durch solche Einrichtung erlangte ich den Vortheil, nicht nur ein kleines Prisma gebrauchen zu können, sondern auch das cylindrische Glas weglassen zu dürfen, welches Fraunhofer haben musste, um ein breites Bild zu bekommen. Ich beschränke mich auf die blosse Erwähnung, dass ich selbst bei Sternen vierter Grösse ein sehr intensives Spectrum erhielt, worin mehrere dunkle Linien zum Theile mit grosser Deutlichkeit sich erkennen liessen: übrigens wird die erst fortzusetzende Untersuchung nebst der Messung der dunklen Linien, auch die Intensität der verschiedenen Farben des Spectrums oder die Quantität des farbigen Lichtes umfassen.“ — Leider scheint Lamont diese Absicht nicht ausgeführt zu haben, denn weder hat er etwas Weiteres publicirt, noch finden sich unter seinen hinterlassenen Papieren irgend welche Notizen, wie mir Herr Prof. Seeliger freundlichst mittheilt.

---

1) O. v. Littrow, Wien. Ber. **47**, II. p. 26—32 (1863); J. P. Gassiot, Phil. Mag. (4) **27**. p. 143—144 (1864); Phil. Mag. (4) **28**. p. 69—71 (1864); J. P. Cooke, Amer. J. (2) **36**. p. 266—267 (1863), Amer. J. (2) **40**. p. 305—313 (1865); L. M. Rutherfurd, Amer. J. (2) **39**. p. 129—132 (1865); J. Browning, Monthly Not. Roy. Astr. Soc. **30**. p. 198—202 (1870), ibid. **32**. p. 213—214 (1872). Ausführliches siehe in dem Abschnitt über Apparate.

2) J. Lamont, Jahrbuch der Kgl. Sternwarte bei München für 1838. p. 190 u. 191.

Brewster[1]) erwähnt 1860, dass er einige Versuche über Sternspectra gemacht habe, aber ohne jeden Erfolg.

So ist Donati[2]) als der erste zu bezeichnen, der die Angabe Fraunhofers, die verschiedenen Sterne hätten verschiedene Spectra, bestätigen konnte, wenn er auch im besonderen abweichende Resultate fand. Er benutzte eine grosse Linse von kurzer Brennweite, die das Licht auf einer Cylinderlinse vereinigte, so dass eine Lichtlinie auf dem Spalt des Collimatorrohres entworfen wurde. Durch ein Prisma von 60^0 und ein Fernrohr mit Ocularmicrometer wurde das Licht analysirt. Ihm folgte Rutherfurd[3]) mit schon wesentlich genaueren Angaben: einen gewöhnlichen Spectralapparat setzt er an ein Fernrohr, indem er ebenfalls eine Cylinderlinse vor dem Spalt einschaltet, um dem Bilde des Sterns die nöthige Breite parallel dem Spalt zu geben. Er beschreibt und zeichnet die Spectra von Mond, Jupiter, Mars und einer ganzen Anzahl von Fixsternen. Er findet ebenfalls die Spectra verschieden, aber geht einen Schritt weiter, indem er als erster eine Classificirung derselben vorzunehmen versucht in gelbe Sterne (z. B. Sonne, Capella), in weisse Sterne (Sirius), in weisse Sterne ohne Linien (α Virginis, Rigel). Im nächsten Jahr beobachtet Donati[4]) zum ersten Mal das Spectrum eines Cometen: „J' y ai vu distinctement deux raies ou mieux deux bandes noires. Le spectre de la comète ressemble aux spectres produits par les métaux; en effet les parties noires y sont plus larges que les parties lumineuses, et on pourrait dire que ces spectres se composent de trois raies claires.“

100. Im Jahre 1863 beginnt auch Huggins seine Untersuchungen über die Spectra der Gestirne, eine Arbeit, der er zum Nutzen der Wissenschaft bis heute treu geblieben ist. Im Verein mit W. A. Miller[5]) maass er in zahlreichen Sternen die Lage der Linien und stellte als erster einen Vergleich derselben mit den irdischen Spectren an. Im nächsten Jahr können die beiden Gelehrten[6]) über die ersten Versuche, die Sternspectra zu photographiren, berichten, was freilich noch misslingt, weil unscharfe Bilder erscheinen. In demselben Jahre untersucht Huggins[7]) allein die Spectra der Nebelflecke, und ist sehr überrascht, statt eines ganz lichtschwachen Spectrums, wie man es nach dem schwachen Licht der Nebel erwarten sollte, ein relativ starkes

---

1) D. Brewster and J. H. Gladstone, Phil. Trans. **150**, I. p. 159 (1860).

2) G. B. Donati, Intorno alle strie degli spettri stellari (Geschrieben 1860) Nuovo Cim. **15**. p. 292*, auch Ann. chim. et phys. (3) **67**. p. 247—256 (1863).

3) L. M. Rutherfurd, Astronomical Observations with the spectroscope. Amer. J. (2) **35**. p. 71—77 (1863); Letter on companion to Sirius, stellar spectra and the spectroscope. Amer. J. (2) **35**. p. 407—409 (1863).

4) G. B. Donati, Astron. Nachr. **62**. p. 376—377 (1864).

5) W. Huggins and W. A. Miller, Notes on the lines in the spectra of some of the fixed stars. Proc. Roy. Soc. **12**. p. 444—445 (1863), auch Phil. Mag. (4) **26**. p. 319—321 (1863). Ferner Phil. Trans. **154**, II. p. 437—444 (1864).

6) W. Huggins and A. W. Miller, On the spectra of some of the fixed stars. Proc. Roy. Soc. **13**. p. 242—244 (1864) auch Phil. Mag. (4) **28**. p. 152—154 (1864).

7) W. Huggins, On the spectra of some of the nebulae. Proc. Roy. Soc. **13**. p. 492—493 (1864), auch Phil. Mag. (4) **29**. p. 151—152 (1865). Ferner Phil. Trans. **154**, II. p. 437—444 (1864).

Spectrum zu sehen, in welchem das gesammte Licht in drei hellen Linien concentrirt ist. Er schliesst, die Nebel seien glühende Gasmassen, welche im Gegensatz zu den Fixsternen noch keinen verdichteten Kern besitzen, der ein continuirliches Spectrum aussenden könnte. Die eine Linie stimmt mit der Wasserstofflinie überein, an der Stelle der zweiten kennt Huggins nur eine starke Linie des Stickstoffs, die dritte Linie ist ganz unbekannt; so schliesst er, die Nebel bestehen aus H, N, und einem dritten unbekannten Gase. Bald darauf findet Huggins, dass andere Nebelflecke ein continuirliches Spectrum liefern, er beobachtet Spectra von Cometen, die er bald als Kohlenstoffspectra erkennt, die Nova Coronae u. s. w. Wir können auf seine fruchtbare Thätigkeit an dieser Stelle nicht näher eingehen.

101. Im Jahre 1863 beginnt auch Padre Secchi, ein nicht minder eifriger, wenn auch weniger zuverlässiger Beobachter, als Huggins, sich der Spectroscopie der Gestirne zuzuwenden, und beobachtet zuerst[1]) die Planeten, in deren Spectrum er Absorptionsbanden sieht, die zum Theil mit den atmosphärischen Linien des Sonnenspectrums übereinstimmen. Letztere sollen nach ihm hauptsächlich von Wasserdampf herrühren, also solcher auch auf den Planeten, namentlich dem Saturn existiren. Unter den Sternen unterscheidet er nach ihrem Spectrum 2 Klassen: die gelben und rothen Sterne mit breiten Absorptionsbanden, und die weissen Sterne mit scharfen Linien. Diese Eintheilung modificirt er aber 3 und 5 Jahre später, so dass er zuletzt 4 Klassen hat: die weissen Sterne, die gelben Sterne, die orangefarbigen Sterne, die blutrothen Sterne. Die Behauptung, dass die atmosphärischen Linien hauptsächlich dem Wassergehalt unserer Atmosphäre zuzuschreiben seien, verwickelte Secchi in einen Streit mit Janssen, der behauptete[2]), sie blieben gleich stark, ob die Luft feucht oder trocken sei. Janssen führt bei dieser Gelegenheit den viel besseren Namen „terrestrische Linien“ ein, da ja auch die übrigen Fraunhoferschen Linien atmosphärische seien, d. h. von der Sonnenatmosphäre hervorgebracht würden. Bald aber musste Janssen seine Meinung über den Ursprung der Linien ändern, er hat sogar das Verdienst, zuerst den sicheren Beweis für ihren Ursprung durch den irdischen Wasserdampf beigebracht zu haben. Es gelang ihm[3]) der Versuch, den Brewster und Gladstone als experimentum crucis vergebens unternommen hatten: an dem einen Ufer des Genfer Sees liess er ein grosses Feuer anzünden, während er vom andern Ufer dessen Spectrum beobachtete: da sah er im continuirlichen Spectrum des Feuers die terrestrischen Linien auftauchen, hervorgerufen durch die feuchte Luft über dem See. Auch continuirliches Licht, welches durch eine 37 Meter lange Röhre voll Wasserdampf hindurchging, zeigte diese Linien.[4])

1) A. Secchi, Note sur les spectres prismatiques des corps célestes. C. R. **57**. p. 71—75 (1863).

2) J. Janssen, Remarques à l'occasion d'une communication du P. Secchi sur les spectres prismatiques des corps célestes. C. R. **57**. p. 215—217 (1863).

3) J. Janssen, Mémoire sur les raies telluriques du spectre solaire. C. R. **60**. p. 213—216 (1864).

4) J. Janssen, Sur le spectre de la vapeur d'eau. C. R. **63**. p. 289—294 (1866).

Ångström[1]) bemerkt dagegen, dass nicht alle terrestrischen Linien, welche Janssen nun dem Wasserdampf zuschrieb, von diesem herrühren könnten; er habe bei minus 27° im Sonnenspectrum A, B und C_1 von Brewster sehr deutlich gesehen, während die übrigen Linien verschwunden waren. Da diese drei Banden sehr ähnlich gebaut seien, so stammten sie wahrscheinlich von demselben Stoffe, vielleicht CO_2. Erst sehr viel später hat Egoroff nachweisen können, dass diese Liniengruppen vom Sauerstoff unserer Atmosphäre hervorgebracht werden.

102. Ein im Wesentlichen neues Gebiet der Forschung hatte im Jahre 1859 J. Tyndall[2]) betreten, als er die Absorption der Wärmestrahlung durch Gase und Dämpfe mittelst der Thermosäule zu untersuchen begann. Eine lange Reihe von Abhandlungen[3]) förderten zahlreiche wichtige Thatsachen zu Tage, und als Tyndall auch die Emission der Dämpfe untersuchte, bestätigte sich das Kirchhoffsche Gesetz auch hier, da z. B. die Wärmestrahlung der Knallgasflamme von Wasserdampf oder Wasser ausserordentlich stark absorbirt wird. Es entspann sich ein Streit zwischen Tyndall und Magnus, welcher leugnete, dass Wasserdampf überhaupt Wärmestrahlen absorbire. Wie wir nun wissen, war das Recht durchaus auf Seiten von Tyndall. Im Anschluss an diese Arbeiten untersuchte Tyndall[4]) auch das Spectrum des electrischen Bogenlichtes mit der Thermosäule, und fand, dass das Verhältniss der Energie im Ultraroth zu der im sichtbaren Theil sehr viel grösser ist, als beim Sonnenspectrum. Da sein Spectrum aber relativ klein war, — die ganze Strecke, innerhalb deren die Thermosäule afficirt wurde, betrug nur 30 mm — auch das Spectrum sehr unrein war, so gelang es ihm nicht, die verschiedene Lage des Wärmemaximums bei verschieden heissen Lichtquellen nachzuweisen, oder Absorptionsstreifen durch Flüssigkeiten oder Dämpfe im Spectrum hervorzubringen.

103. In der ganzen Zeit zwischen Fraunhofer und Kirchhoff hatte man kaum ernstlich versucht, absolute Bestimmungen der Wellenlängen von Fraunhoferschen oder Metalllinien auszuführen; erst Mascart wandte sich dieser Aufgabe im Jahre 1863 zu, indem er die Bestimmungen auf den ultravioletten Theil des Sonnenspectrums ausdehnte. Und in dieser Ausdehnung liegt das Hauptverdienst von Mascart, denn die Bestimmungen selbst sind recht wenig genau. Zuerst[5]) nimmt er ein Nobertsches Gitter mit 440 Linien pro mm, erhält aber von Fraunhofer ganz abweichende Werthe, und rechnet

---

1) A. J. Ångström, Remarques sur quelques raies du spectre solaire. C. R. **63**. p. 647—649 (1866).

2) J. Tyndall, Note on the transmission of radiant heat through gaseous bodies. Proc. Roy. Soc. **10**. p. 37—39 (1859).

3) J. Tyndall, Phil. Trans. **151**, I. p. 1—36 (1861); ibid. **152**, I. p. 59—98 (1862); ibid. **153**, I. p. 1—12 (1863); ibid. **154**, II. p. 201—225 (1864); ibid. **154**, II. p. 327—368 (1864); ibid. **156**, I. p. 83—96 (1866).

4) J. Tyndall, On calorescence. Phil. Trans. **156**, II. p. 1—24 (1866).

5) E. Mascart, Sur les raies du spectre solaire ultra-violet. C. R. **57**. p. 789—791 (1863).

daher[1]) die Wellenlängen der übrigen Linien nur relativ zu Fraunhofers D aus. Dann[2]) benutzt er ein Nobertsches Gitter mit 440 Furchen pro mm, und findet für D 5907 bis 5915 AE, während Fraunhofer 5888 hat; endlich[3]) benutzt er 6 verschiedene Gitter, die ihm für D Werthe zwischen 5887 und 5899 liefern. Da der Mittelwerth mit Fraunhofer zufällig übereinstimmt, so beruhigt er sich bei diesem Werth, und berechnet danach die Wellenlängen der mit Buchstaben bezeichneten Fraunhoferschen Linien bis zu T. Ferner bestimmt er eine ganze Anzahl sichtbarer Metalllinien und die ultravioletten Linien im Funkenspectrum des Cadmiums, welche lange Zeit hindurch als Normalen im Ultraviolett bei zahlreichen Arbeiten gedient haben. — Fast gleichzeitig mit Mascart unternahm Bernard[4]) eine Bestimmung der Wellenlängen der sichtbaren Fraunhoferschen Linien, aber nur relativ zu dem Werthe D von Fraunhofer. Interessant ist dabei die völlig andere Methode: er erzeugt im Spectrum zahlreiche Interferenzstreifen, indem er entweder vor dem Collimator seines Apparates mit 4 Prismen eine unter 45° geschnittene Kalkspathplatte zwischen 2 Nicolschen Prismen hält, oder indem er die Hälfte des einfallenden Lichtes durch eine dünne Quarzplatte gehen lässt. Für jeden dunklen Streifen kennt er die Wellenlänge, wenn er sie für einen kennt, und das ist durch Annahme von 5888 für D erreicht. Dieselbe Methode verwendet kurz darauf Stefan[5]), aber da er die Dicke der Platte ändert, ist er im Stande, die Wellenlänge absolut zu bestimmen: für D findet sich bei ihm im Mittel 5893.

Bestimmungen mit Gittern führt wieder Ditscheiner[6]) aus, erst nur mit Benutzung des Fraunhoferschen Werthes für D, dann absolut, wobei sich für die D-Linien findet: 5905 und 5899. Später corrigirt er dies auf 5897 und 5891. Van der Willigen[7]) bestimmt die Wellenlängen von 64 Fraunhoferschen Linien absolut mit 3 Nobertschen Gittern. Zwei davon geben gut übereinstimmende Resultate, das dritte weicht bedeutend ab und wird daher verworfen. So findet er für die D-Linien: 5898,6 und 5892,6.

104. Den Beschluss dieser Messungen macht eine grosse Arbeit von Ångström über das Sonnenspectrum[8]), welche so sehr an Ausführlichkeit

---

1) E. Mascart, Détermination des longueurs d'onde des rayons lumineux et des rayons ultra-violets. C. R. **58**. p. 1111—1114 (1864).

2) E. Mascart, Recherches sur le spectre solaire ultra-violet et sur la détermination des longueurs d'onde. Ann. scientif. de l'école norm. sup. 1. p. 219—262 (1864).

3) E. Mascart, Recherches sur la détermination des longueurs d'onde. Ann. scientif. de l'école norm. sup. **4**. p. 7—31 (1866).

4) F. Bernard, Mémoire sur la détermination des longueurs d'onde des raies du spectre solaire, au moyen des bandes d'interférence. C. R. **58**. p. 1153—1155 (1864).

5) J. Stefan, Ueber eine neue Methode, die Längen der Lichtwellen zu messen. Wien. Ber. **53**, II. p. 521—528 (1866).

6) L. Ditscheiner, Bestimmung der Wellenlängen der Fraunhoferschen Linien des Sonnenspectrums. Wien. Ber. **50**, II. p. 296—341 (1864); ibid. **52**, II. p. 289—296 (1865).

7) V. S. M. van der Willigen, Archiv du musée Teyler I. p. 1—34 (1866); ibid. I. p. 57—63 (1867); ibid. I. p. 280—340 (1868).

8) A. J. Ångström, Recherches sur le spectre normal du soleil. Upsala, W. Schultz 1868. Schon früher hatte Ångström einige Wellenlängen bestimmt: Oefversigt af. K. Vet. Akad. Förhandl. 1863. Nr. 2; Pogg. Ann. **123**. p. 489—505 (1864).

und Zuverlässigkeit Alles frühere übertrifft, dass sie anderthalb Jahrzehnte als Fundament für alle spectralen Untersuchungen gedient hat, und mit Recht stets als eine Musterarbeit betrachtet worden ist. Ångström hat mit Gittern die absolute Wellenlänge von 9 der stärksten Fraunhoferschen Linien, die möglichst gleichmässig über das ganze Spectrum vertheilt waren, ermittelt, die dazwischen liegenden Linien durch micrometrische Messung an sie angeschlossen. Er liefert eine vortreffliche Zeichnung des Sonnenspectrums mit etwa 1000 Linien, welche nach den Untersuchungen, die er theils allein, theils mit Thalén ausgeführt hatte, mit den Linien der irdischen Elemente verglichen sind. Ångström giebt für die D-Linien den Werth: 5895,13 und 5889,12. Diese Arbeit von Ångström liess vorläufig jeden weiteren Versuch, die Genauigkeit zu steigern, aussichtslos erscheinen, da Ångström die besten Hülfsmittel, die man damals kannte, und die grösste Sorgfalt angewandt hatte. Niemand konnte ahnen, dass ein ziemlich grober Fehler in der Aichung des Maassstabes, der zur Messung der Gitterlänge benutzt war, vorgekommen war, und dass Ångström selbst diesen Fehler schon bald ahnte. Erst im Jahre 1884 wurde diese Thatsache durch Thalén[1]) bekannt gemacht, und erst von da an beginnen neue Versuche, die Wellenlängen absolut genauer zu ermitteln.

105. Wir wollen aber zunächst verfolgen, was auf anderen Gebieten inzwischen gemacht worden war. Thalén war vorhin schon als Mitarbeiter von Ångström erwähnt; wir müssen hier seine Abhandlung über die Spectra der Elemente[2]) nennen, die sich würdig der Ångströmschen Arbeit an die Seite stellt. Die Linien von 44 Elementen werden durch den Funken des Inductionsapparates oder im Lichtbogen erzeugt und durch Vergleich mit dem Ångströmschen Sonnenatlas ihre Wellenlängen festgestellt. Dies enthält natürlich ohne Weiteres auch den Vergleich der Sonnenatmosphäre mit den irdischen Elementen. Es hat viele Jahre gedauert, bis dieser Abhandlung Gleichwerthiges an die Seite gestellt werden konnte, und so bildet auch sie in gewissem Sinne einen Abschluss für die Untersuchung der Metallspectra. Im Jahre 1875 folgt noch eine vortreffliche Arbeit von Ångström und Thalén[3]) gemeinsam über die Spectren der Metalloide.

106. Von grosser Bedeutung für die Spectroscopie ist das Jahr 1868 geworden durch die totale Sonnenfinsterniss, welche ungeahnte nähere Aufschlüsse über die Beschaffenheit der Sonne geben sollte. Es war schon vor ziemlich langer Zeit, zuerst wohl von Airy[4]) im Jahre 1842, bei einer totalen Sonnenfinster-

---

1) R. Thalén, Sur le spectre du fer obtenu à l'aide de l'arc électrique. Nova acta reg. soc. sc. Ups. (3) **12**. p. 1—49 (1884).

2) R. Thalén, Mémoire sur la détermination des longueurs d'onde des raies métalliques. Nova acta reg. soc. scient. Upsal. (3) **6** (1868), auch Ann. chim. et phys. **18**. p. 202—245 (1869), Carl Repert. f. phys. Techn. **6**. p. 27—61 (1870).

3) A. J. Ångström et T. R. Thalén, Recherches sur les spectres des métalloides. Nova acta reg. soc. sc. Ups. (3) **9**. p. 1—34 (1875).

4) G. B. Airy, Observations of the total solar eclipse of 1842, July 7 (July 8, civil reckoning). Monthly Not. Roy. Astr. Soc. **5**. p. 214—221 (1843), auch Phil. Mag. (3) **22**. p. 391—398 (1843).

niss bemerkt worden, dass über den Sonnenrand rothe Gebilde hervorragten, und man war bei den folgenden Finsternissen auch darüber einig geworden[1]. dass diese Gebilde, die Protuberanzen, sich auf der Sonne befänden. Als nun 1868 Janssen[2]), der sich zur Beobachtung der Finsterniss in Sholoor in Indien befand, das mittels des Fernrohrs entworfene Bild einer Protuberanz auf den Spalt des Spectrometers fallen liess, sah er drei helle Linien, ein Beweis, dass er es mit einer Masse glühenden Gases zu thun habe. Janssen erkannte auch sofort[3]), dass es möglich sein müsse, zu jeder beliebigen Zeit die Protuberanzlinien zu sehen, indem man durch genügend starke Dispersion des Spectralapparates das diffuse Sonnenlicht sehr stark schwächt; da die einzelnen Linien durch wachsende Dispersion nicht dunkler werden, so heben sie sich vom Grunde desto besser ab, je mehr dieser durch Dispersion geschwächt wird. In der That gelang es Janssen am folgenden Tage, die Protuberanzlinien ohne Sonnenfinsterniss zu sehen.

Schon in den Jahren vorher hatte Lockyer, von der Vermuthung ausgehend, am Sonnenrande müssten helle Linien zu sehen sein, sich vergeblich bemüht, hauptsächlich aus Mangel an einem Instrument von genügender Dispersion, helle Linien zu finden.[4]) Erst Mitte October 1868[5]) bekam er ein grösseres Spectroscop, mit welchem er nach wenigen Tagen ohne totale Finsterniss helle Linien einer Protuberanz auffand. Die Resultate der indischen Beobachtungen waren ihm bekannt, nicht aber, dass Janssen auch bereits nach derselben Methode die Protuberanzlinien ohne Finsterniss gesehen hatte. So können wir beiden Forschern das Verdienst dieser Entdeckung zuschreiben. Lockyer scheint zuerst versucht zu haben, auch die Gestalt der Protuberanzen zu ermitteln, indem er den Spalt allmählich über dieselbe fortschob und jedesmal die Gestalt der gesehenen Linie aufzeichnete[6]); so liess sich das Bild der Protuberanz aus den einzelnen Linien zusammensetzen. Die Methode war natürlich sehr zeitraubend und unvollkommen, aber sie wurde bald von verschiedenen Seiten sehr einfach gestaltet.

107. Von dieser Zeit an begann nun eine ausserordentliche Thätigkeit der Astronomen, namentlich in Italien[7]), welche ganz regelmässig den Sonnenrand nach Protuberanzen absuchten, ihre Höhe massen, ihr Entstehen und Vergehen, sowie ihre chemische Zusammensetzung untersuchten, so dass man

1) Siehe z. B. W. Swan, On the red prominences seen during total eclipses of the sun (Gel. April 1852). Edinb. Trans. **20**. p. 445—459, 461—473 (1853).

2) Auch andere Beobachter haben damals die hellen Linien der Protuberanzen gefunden; wir können hier nicht näher darauf eingehen.

3) J. Janssen, Indication de quelques-uns des résultats obtenus a Guntoor pendant l'éclipse du mois d'août dernier, et à la suite de cette éclipse. C. R. **67**. p. 838—839 (1868).

4) Auch Huggins hatte von derselben Vermuthung ausgehend vergeblich die Protuberanzen zu sehen gesucht. Siehe z. B. Monthly Not. **28**. p. 88 (1868).

5) J. N. Lockyer, Notice of an observation of the spectrum of a solar prominence (Octob. 20). Proc. Roy. Soc. London, **17**. p. 91—92 (1868), auch Phil. Mag. (4) **37**. p. 143—144 (1869).

6) J. N. Lockyer, Spectroscopic observations of the sun, No. II. Phil. Trans. **159**, I. p. 425—444 (1869).

7) Es bildete sich dort die Società degli spettroscopisti Italiani.

diesen Zeitpunkt beinahe als den Anfang der Astrophysik bezeichnen kann. Während in Italien namentlich Secchi auf den verschiedenen Gebieten der Beobachtung der Sonne und der Sterne unermüdlich war und massenhaftes Beobachtungsmaterial anhäufte, freilich nicht immer zuverlässig, war in England vornehmlich Lockyer an der Arbeit, theils am Fernrohr, theils im Laboratorium. Wie man auch sonst über die Berechtigung seiner Theorien denken mag, das grosse Verdienst ist ihm zweifellos zuzusprechen, dass er eine Fülle neuer Ideen entwickelt hat und somit befruchtend und anregend für andere gewirkt hat und dass er viele wichtige Thatsachen beobachtete und vollkommen richtig deutete. So fand er, dass die Protuberanzen nur Hervorragungen aus einer die ganze Sonne umgebenden dünnen Schicht seien, für welche er den Namen der Chromosphäre einführte; er entdeckte, dass in den Spectren der Flecken und Protuberanzen die Linien häufig verschoben und verzerrt erschienen, und dass dies von der Bewegung der glühenden Gasmassen, welche die Protuberanzen bilden, herrühre, so dass man die Geschwindigkeit derselben von oder zum Beobachter nach dem Dopplerschen Principe bestimmen kann. Unter den 3 Linien, welche man zuerst in den Protuberanzen gesehen hatte, befand sich auch eine gelbe Linie unbekannten Ursprungs in der Nähe der D-Linien; man nannte sie D_3, und für den Stoff, dem sie angehört, führte Lockyer, nachdem er sie zuerst für eine neue Wasserstofflinie gehalten hatte, den Namen Helium ein.

108. Wir wollen an dieser Stelle nicht näher auf die rapide Entwickelung der Kenntnisse über die Sonne eingehen, das gehört in ein Kapitel über die Astrophysik, wir müssen nur noch etwas ausführlicher die Arbeiten Lockyers im Laboratorium [1]) betrachten. Lockyer fand bald, dass die Kenntnisse der irdischen Spectren, namentlich unter verschiedenen Bedingungen der Temperatur und des Druckes nicht annähernd ausreichten, um die zahllosen räthselhaften Erscheinungen in den Spectren der einzelnen Theile der Sonne zu verstehen, und so begann er eine detaillirte Untersuchung der irdischen Spectra, welche freilich, weil mit ganz ungenügenden Mitteln in Betreff der Reinheit der Elemente und der Spectra unternommen, und von zu speculativen Neigungen geleitet, manchmal zu sehr anfechtbaren Schlüssen führen sollte. Lockyer bestätigte die Existenz der Verbindungsspectra und der mehrfachen Spectra der Elemente, er untersuchte den Einfluss des Druckes auf Verbreiterung der Gaslinien, er verwandte Flammen, Funken von möglichst verschiedener Stärke, den Lichtbogen. Indem er das Bild der Lichtquelle auf dem Spalte entwarf, konnte er das Spectrum der einzelnen Theile der Lichtquelle studiren, gewiss eine wichtige und nach meiner Meinung lange nicht genügend ausgenutzte Beobachtungsmethode. Dabei fand er, dass ein Theil der Linien eines Elementes überall in der Lichtquelle zu sehen sei, sowohl in der Mitte, wo die

1) J. N. Lockyer, Die Hauptarbeiten stehen: Proc. Roy. Soc. London, **17**. p. 288—291, 453—454 (1869); ibid. **18**. p. 79—80 (1870). — Phil. Trans. **163**. p. 253—257, 639—658 (1873); **164**. p. 805—813 (1874), **172**. p. 561—576 (1882). — Proc. Roy. Soc. London **22**. p. 371—372, 372—374, 374—378, 378—380 (1874).

Temperatur und die Dichte des Dampfes am grössten sind, als auch in den äussersten Schichten, während andere Linien nur in der Mitte auftraten. Das ist die sogenannte Methode der langen und kurzen Linien; es ist leicht ersichtlich, dass die langen Linien die wichtigsten und am meisten characteristischen eines Elementes sind, weil sie sich bei allen Temperaturen zeigen. Lockyer hat weiter das Verdienst, dass er zuerst energisch an eine Verwerthung der Photographie zu spectroscopischem Zwecke ging; als er so zunächst für ein kleines Stück des Spectrums die Linien der verschiedenen Elemente untersuchte, fand er, dass in allen Spectren zahlreiche gemeinsame Linien vorkamen. Dasselbe hatten auch schon Kirchhoff und Ångström gefunden, ohne der Thatsache irgend eine Bedeutung beizulegen. Lockyer aber sah sich dadurch veranlasst, eine Theorie aufzustellen, die von da an den eigentlichen Kern aller seiner spectroscopischen Untersuchungen gebildet hat: die Theorie einer Dissociation der Elemente, und zwar nicht nur eine Dissociation in allotrope Modificationen, die ja jeder zugeben muss, der nicht die Existenz der mehrfachen Spectra leugnet, sondern Dissociation in einfachere Bestandtheile, welche verschiedenen Elementen gemeinsam sein können. Von diesen Unterelementen sollen die gemeinsamen Linien herrühren, für welche Lockyer den Namen basische Linien einführt. Es hat sich später[1]) mit grösserer Dispersion und chemischer Reinheit herausgestellt, dass diese basischen Linien nicht existiren, und somit eine der ersten Stützen für Lockyers Theorie fortfällt. Aber Lockyer hat mit unermüdlichem Eifer immer neue Beobachtungen zusammengetragen, die er für seine Idee für beweiskräftig hielt, namentlich die merkwürdigen Erscheinungen der Linien in Sonnenflecken und Protuberanzen, welche die Elemente in verschiedene Theile zu differenziren scheinen. Alle diese Erscheinungen hat man auch auf andere Weise mehr oder weniger leicht erklären können, und ich selbst bin nichts weniger als ein Anhänger der Lockyerschen Theorie gewesen. Aber ich muss doch zugeben, dass sich in neuester Zeit eine Menge Erscheinungen ergeben haben, die recht entschieden für Lockyer sprechen. — Es ist hier nicht der Ort, auf diese Fragen näher einzugehen, das wird im zweiten Bande mit aller Ausführlichkeit, welche der Wichtigkeit der Fragen entspricht, geschehen; aber wie auch die Entscheidung in der Zukunft fallen möge, Niemand, der die spectroscopische Litteratur genauer studirt, kann verkennen, dass in zahlreichen Fällen Lockyer einen sehr scharfen Blick für schwierig aufzuklärende Erscheinungen gehabt hat, sie stets mit Energie angegriffen und dadurch vieles wichtige Beobachtungsmaterial geliefert hat.

109. Lockyer hatte zum ersten Mal das Dopplersche Princip richtig verwandt, aber es lag noch kein Beweis vor, dass die Anwendung berechtigt war; dazu war es vielmehr nöthig, eine anderweitig bekannte Geschwindigkeit im Visionsradius durch Verschiebung von Spectrallinien richtig zu ermitteln.

---

1) Z. B. durch Arbeiten von Young, Fievez, Liveing und Dewar, namentlich Rowland.

Das gelang im Jahre 1871 Zöllner[1]), der zur Erkennung sehr kleiner Verschiebungen von Linien ein besonderes Spectroscop, das Reversionsspectroscop, construirt hatte. Damit erkannte er, dass die Linien, welche vom einen Sonnenrande ausgesandt werden, nach Roth verschoben sind, die vom anderen Sonnenrand nach Violett, wegen der Rotation der Sonne. Mit Zöllners Apparat gelang Vogel[2]) auch eine Messung der Verschiebung, aus der sich angenähert die richtige Rotationsdauer der Sonne ergab. Damit war die Gültigkeit des Doppler-Fizeauschen Principes für optische Erscheinungen erwiesen, und man konnte daran gehen, die wahre Bewegung der Fixsterne zu ermitteln, für welche bis dahin ja nur die Componente senkrecht zum Visionsradius hatte gemessen werden können. Huggins[3]) begann mit dieser Untersuchung im Jahre 1872; die Methoden sind inzwischen wesentlich verbessert worden, namentlich durch Einführung der Photographie, und heute ist diese Messung eine der regelmässigen Aufgaben der Astrophysik.

110. Wenden wir uns von der Untersuchung der Himmelskörper wieder zu den Spectren der irdischen Elemente zurück, so finden wir im Jahre 1869 zwei neue Gelehrte in die Reihe der Spectroscopiker eintreten, deren Namen uns oft begegnen wird, Salet und Lecoq de Boisbaudran. Ersterer lieferte in zahlreichen Abhandlungen vortreffliche Untersuchungen über die verschiedenen Spectra der ganz besonders interessanten, aber bis dahin eben wegen der Veränderlichkeit ihrer Spectren arg vernachlässigten Metalloide. Diese Arbeiten erstrecken sich bis zum Jahre 1876, wurden aber im Wesentlichen 1873 in einer ausführlichen Abhandlung[4]) zusammengefasst. Lecoq de Boisbaudran beginnt[5]) seine Thätigkeit auf spectroscopischem Gebiete mit etwas phantastischen Hypothesen über die Bewegung der Moleceln bei der Erzeugung von Spectren, dann aber wendet er sich zur Untersuchung der Spectra der Elemente zu den Zwecken der chemischen Analyse, also mit geringer Dispersion und geringer Genauigkeit der Wellenlängen. Er löst diese Aufgabe in ganz vortrefflicher Weise, und sein 1874 erschienenes Buch: Spectres lumineux[6]) wird für Chemiker dauernden Werth behalten, und auch vom Spectroscopiker oft mit Nutzen befragt werden. Lecoq hat zu diesem Zweck eine neue Methode der spectroscopischen Untersuchung, welche von Seguin, Mitscherlich, Becquerel gefunden war, in vortrefflicher Weise

1) F. Zöllner, Ueber die spectroscopische Beobachtung der Rotation der Sonne und ein neues Reversionsspectroscop. Ber. Sächs. Ges. d. W. **23**. p. 300—306 (1871), auch Pogg. Ann. **144**. p. 449—456 (1871), Phil. Mag. (4) **43**. p. 47—52 (1872).

2) H. C. Vogel, Beobachtungen a. d. Sternw. zu Bothkamp I. p. 33—35 (1871). Secchi hat schon im Jahre vorher die Verschiebung der Linien an den beiden Sonnenrändern nach entgegengesetzten Richtungen beobachtet. Siehe Nuovo Cimento (2) **3**. p. 217—220 (1870).

3) W. Huggins, On the spectrum of the great nebula in Orion, and on the motions of some stars towards or from the sun. Proc. Roy. Soc. **20**. p. 379—394 (1872), auch Phil. Mag. (4) **45**. p. 133—147 (1873), Nat. **6**. p. 231—235 (1872).

4) G. Salet, Sur les spectres des métalloides. Ann. chim. et phys. (4) **28**. p. 5—71 (1873).

5) Lecoq de Boisbaudran, Sur la constitution des spectres lumineux, C. R. **69**. p. 445—451, 606—615, 657—664, 694—700 (1869).

6) Lecoq de Boisbaudran, Spectres lumineux, Paris bei Gauthier-Villars 1874. Die zahllosen Abhandlungen von Lecoq finden sich fast ausschliesslich in den C. R.

ausgebildet: die Untersuchung der Körper in Lösungen, nach den Inductionsfunken überschlagen.

Im Jahre 1871 begegnet uns zuerst der Name von Soret[1]), welcher bald darauf die Untersuchung der ultravioletten Spectra mit dem Auge sehr wesentlich erleichterte durch Einführung seines fluorescirenden Oculars.[2]) Mit diesem und auf photographischem Wege hat dann Soret bis zu seinem Tode umfassende Untersuchungen über Absorption der ultravioletten Wellen durch alle möglichen Substanzen, namentlich auch durch die seltenen Erden gemacht, die zu dem besten gehören, was wir auf diesem Gebiete haben.

111. Am Ende dieses Decenniums, welches zwar eine Menge einzelner Untersuchungen durch die genannten Gelehrten, die sich mehr oder weniger ausschliesslich der Spectralanalyse widmeten und durch eine Unzahl anderer Beobachter brachte, aber doch keinen ganz besonders epochemachenden Fortschritt aufzuweisen hat, begannen Liveing und Dewar ihre gemeinsamen Arbeiten[3]), die zu dem Vorzüglichsten gehören, was auf spectralanalystischem Gebiet gearbeitet worden ist, jedenfalls bis zu dieser Zeit. Mehr als 50, meist freilich kurze Publicationen der Autoren erscheinen in den nächsten 10 Jahren, welche sich alle durch die absolute Zuverlässigkeit der Angaben, durch die Freiheit von Hypothesen und weitgehenden Schlüssen aus vereinzelten Beobachtungen vor vielen anderen Arbeiten jener Zeit vortheilhaft auszeichnen. Liveing und Dewar untersuchen anfangs namentlich die Umkehrungserscheinungen für viele Elemente, dann die Spectra desselben Elementes bei verschiedenen Temperaturen, die Beeinflussung eines Spectrums durch die Anwesenheit anderer Elemente, die verschiedenen Spectra der Kohle und ihrer Verbindungen. Dann liefern sie die ersten zuverlässigen Bestimmungen der ultravioletten Spectren einer Anzahl von Elementen mit einer möglichst sorgfältigen Bestimmung der Wellenlängen.[4])

In demselben Jahre, wie Liveing und Dewar widmet sich auch Hasselberg[5]) der Spectroscopie; wir verdanken ihm seit jener Zeit sehr exacte Messungen über einzelne Emissionsspectra und Absorptionsspectra, sowie Beobachtungen astrophysicalischer Natur. Vom nächsten Jahre an endlich begegnen wir oft genug dem Namen Hartley[6]), dessen Hauptgebiet zuerst die Untersuchung der ultravioletten Absorptionsspectra ist; es handelt sich für

1) J. L. Soret, On harmonic ratios in spectra, Phil. Mag. (4) **42**. p. 464—465 (1871), auch Arch. sc. phys. et nat. (2) **42**. p. 82—84 (1871).

2) J. L. Soret, Spectroscope à oculaire fluorescent, Assoc. franc., Compt. Rend. **2**. p. 197—198 (1873). Pogg. Ann. **152**. p. 167—171 (1874). Ferner Arch. sc. phys. et nat. (2) **57**. p. 319—333 (1876). Die meisten Abhandlungen von Soret stehen im Arch. sc. phys. et nat.

3) Die Arbeiten von Liveing und Dewar sind fast sämmtlich in den Proc. Ray. Soc. London erschienen, vom Bande 27 an.

4) G. D. Liveing and J. Dewar, On the ultra violet spectra of the elements. Phil. Trans. **174**, I. p. 187—222 (1883); ibid. **179**, A. p. 231—255 (1888).

5) Die älteren Arbeiten von B. Hasselberg sind meist in den Mém. de St. Pétersb. erschienen, so (7) **26**, (7) **77**, (7) **28**, (7) **30**, (7) **31**, (7) **32**, (7) **36**; von 1890 an in den Kongl. Svensk. Vetensk. Akad. Handl.

6) W. N. Hartley, Seine Arbeiten finden sich in den Proc. Roy. Soc., J. chem. Soc. London. Proc. und Trans. Roy. Dubl. Soc.

Hartley um organische Körper und den Zusammenhang zwischen ihrer Absorption und chemischen Constitution.[1]) Dann aber liefert er auch ausgedehnte Messungen über die ultravioletten Funkenspectra der Metalle[2]), über Spectra der Salzlösungen, Spectra der Metalle in der Knallgasflamme, und anderes.

112. Inzwischen war auch wieder das Sonnenspectrum vielfach Gegenstand der Untersuchung geworden, namentlich die unsichtbaren Theile desselben. Für den ultravioletten Theil existirte bis dahin nur das recht unvollkommene Resultat von Mascart; Cornu[3]) unternahm es, im Anschluss an den Ångströmschen Atlas des sichtbaren Theiles mit gleicher Genauigkeit und im gleichen Maassstabe den ultravioletten Theil zu liefern, natürlich mit Hülfe der Photographie. Nachdem im Jahre 1874 der erste Theil des Atlas erschienen war, wurde er 1880 vollendet. Cornu stellte gleichzeitig Untersuchungen[4]) über den Ursprung der Begrenzung des Sonnenspectrums an und es gelang ihm der Nachweis, dass die irdische Atmosphäre die kurzen Wellen absorbire, dass also das Ende des Sonnenspectrums mit der Jahres- und Tageszeit und mit der Höhe über dem Meeresniveau etwas variire; die Veränderlichkeit ist aber sehr gering, für eine Erhebung von etwa 800 Meter nimmt die Länge des Sonnenspectrums nur um etwa 1 $\mu\mu$ zu. Die äusserste Grenze erreichte 1890 Simony[5]) auf dem Pic von Teneriffa bei 3700 m Höhe mit der Wellenlänge 2922 AE. Welcher Bestandtheil unserer Atmosphäre diese Absorption ausübt, ist von Cornu nicht festgestellt worden, Hartley nimmt an, es sei das Ozon. — Im Jahre 1873 lieferte auch H. Draper[6]) eine Photographie des Sonnenspectrums mit einem Rutherfurdschen Gitter, welche für ihre Zeit einen Fortschritt bedeutete.

113. In die Liste der in der Sonnenatmosphäre vorhandenen Elemente hatte Lockyer bei seinen Untersuchungen eine grosse Reihe von Elementen neu aufgenommen, nur die Metalloide sollten fast sämmtlich fehlen, mit Ausnahme von Wasserstoff und Kohlenstoff. 1876 glaubte indessen H. Draper[7]) zu finden, dass die Linien des Sauerstoffspectrums im Sonnenspectrum vorhanden seien und zwar als helle Linien, nicht als dunkle, Fraunhofersche.

---

1) W. N. Hartley and A. K. Huntington, Researches on the action of organic substances on the ultra-violet rays of the spectrum, Phil. Trans. **170**, I. p. 257—274 (1879) und noch mehrere andere Abhandlungen.

2) W. N. Hartley and W. E. Adeney, Measurements of the wave-lengths of lines of high refrangibility in the spectra of elementary substances. Phil. Trans. **175**. p. 63—137 (1884).

3) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. scientif. de l'école norm. supér. (2) **3**. p. 421—434 (1874) und ibid. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

4) A. Cornu, C. R. **88**. p. 1101—1108, 1285—1290; **89**. p. 808—814 (1879); **90**. p. 940—946 (1880). J. de Physique **10**. p. 5—17 (1881).

5) A. Cornu, Sur la limite ultra-violette du spectre solaire, d'après des clichés obtenus par M. le Dr. O. Simony au sommet du pic de Ténériffe. C. R. **111**. p. 941—947 (1890).

6) H. Draper, On diffraction-spectrum photography. Americ. J. (3) **6**. p. 401—409 (1873), auch Phil. Mag. (4) **46**. p. 417—425 (1873). Pogg. Ann. **151**. p. 337—350 (1874).

7) H. Draper, Discovery of oxygen in the sun by photography, and a new theory of the solar spectrum. Americ. J. (3) **14**. p. 89—96 (1877), auch Nat. **16**. p. 364—367 (1877).

Im folgenden Jahre behauptete J. Ch. Draper[1]), die Sauerstofflinien seien als dunkle Linien vorhanden; beides war indessen falsch, und erst 1879 fand man das richtige Resultat: A. Schuster[2]) entdeckte bei einer vortrefflichen Arbeit über Sauerstoff, dass derselbe zwei verschiedene Linienspectra besitze. Das eine derselben, das sogen. zusammengesetzte Linienspectrum, besteht nur aus sehr wenigen Linien, welche, wie P. Smyth[3]) später fand, in Wahrheit dreifache Linien sind, und diese Linien glaubte Schuster unter den Fraunhofer'schen Linien wiederzufinden. Erst in allerneuester Zeit ist durch Runge und Paschen[4]) einerseits, durch Jewell[5]) andererseits die Richtigkeit dieser Angabe über allen Zweifel erhoben worden.

114. Auch dem ultrarothen Theil des Sonnenspectrums begann man nun endlich wieder Aufmerksamkeit zu schenken: Mouton[6]) untersuchte mit einer Thermosäule diesen Theil im Jahre 1879, indem er die zuerst von Fizeau und Foucault, dann von Stefan benutzte Methode zur Ermittelung der Wellenlängen verwandte, vor den Spalt eine doppeltbrechende Platte zu bringen und dadurch Interferenzstreifen im Spectrum zu erzeugen. Er gelangte im Sonnenspectrum bis zur Wellenlänge 1850 $\mu\mu$, und fand im Ultraroth 4 Absorptionsstreifen. — Ungleich vollkommnere Resultate hat Langley[7]) durch ganz fundamentale Untersuchungen mit einem neuen Instrumente erreicht. welches er Bolometer nannte. Das Instrument ist freilich schon im Jahre 1849 von Svanberg[8]) construirt worden, Svanberg hat auch ganz ausführlich die Vorzüge desselben und die Constructionsprincipien besprochen; da er es aber nicht verwendet hat, so gerieth seine Erfindung vollkommen in Vergessenheit und Langley kann mit vollem Recht das Verdienst in Anspruch nehmen, diesen ungemein wichtigen Apparat eigentlich eingeführt zu haben. Langley hat mit dem Bolometer viele Untersuchungen über das Sonnenspectrum bei verschiedenen Sonnenhöhen, über das Spectrum des Mondes, über die ultrarothe Emission erhitzter fester Körper bei verschiedenen Temperaturen u. s. w. gemacht, welche von grösster Wichtigkeit sind. Eigentliche Fraun-

---

1) J. Ch. Draper, Americ. J. (3) **16**. p. 256—265 (1878); ibid. **17**. p. 448—452 (1879); Monthly Not. Roy. Astr. Soc. **40**. p. 14—17 (1879).

2) A. Schuster, Spectrum of oxygen, Phil. Trans. **170**, I. p. 37—54 (1879).

3) C. Piazzi Smyth, Micrometrical measures of gaseous spectra under high dispersion (Gel. Juni 1884). Edinburgh. Trans. **32**, III. p. 415—480 (1887).

4) C. Runge und F. Paschen, Ueber die Serienspectra der Elemente Sauerstoff, Schwefel und Selen. Wied. Ann. **61**. p. 641—686 (1897).

5) L. E. Jewell, Astrophys. J. **6**. p. 456—459 (1897).

6) L. Mouton, C. R. **88**. p. 1078—1082 (1879), C. R. **89**. p. 295—298 (1879); Ann. chim. et phys. (5) **18**. p. 145—189 (1880).

7) S. P. Langley, The actinic balance (1880), Americ. J. (3) **21**. p. 187—198 (1881). Ferner Proc. Americ. Acad. **16**. p. 342—358 (1881). Ann. chim. et phys. (5) **24**. p. 275—284 (1881), ibid. (5) **25**. p. 211—219 (1882), Americ. J. (3) **25**. p. 169—196 (1883), ibid. (3) **27**. p. 169—188 (1884), ibid. (3) **28**. p. 163—1880 (1884), ibid. (3) **30**. p. 477—481 (1885), ibid. (3) **31**. p. 1—12 (1886), ibid. (3) **32**. p. 83—106 (1886), ibid. (3) **36**. p. 397—410 (1888), ibid. (3) **38**. p. 421—440 (1889).

8) A. F. Svanberg, Om uppmatning of ledningsmotståndet for elektriska strömmar, och om en galvanisk differential-thermometer. Kongl. Svensk. Vetensk. Akad. Handl. 1849. p. 109 —120, Pogg. Ann. **84**. p. 411—417 (1851).

hofersche Linien aber konnte man mit diesem Instrument kaum finden; die bei ihm verwendbare Dispersion war doch zu klein, um Liniengruppen zu trennen. So sind unsere Kenntnisse über diesen Theil des Sonnenspectrums nur gering, wir verdanken sie im Wesentlichen Abney[1]), dem es gelang, photographische Platten herzustellen, die für Ultraroth empfindlich waren. Das damit photographirte Sonnenspectrum reicht freilich nur bis zur Wellenlänge 10000 A. E., zeigt aber in diesem Stück viele Fraunhofersche Linien, die mit keiner anderen Methode beobachtet sind. Es ist noch eine Methode für diesen Zweck vorhanden, welche E. Becquerel[2]) im Jahre 1883 und den folgenden verwandte: phosphorescirende Substanzen zeigen die Eigenschaft, dass wenn ultrarothes Licht auf sie fällt, das Leuchten nach kurzer Zeit aufhört. Lässt man daher auf eine phosphorescirende Platte das ultrarothe Sonnenspectrum fallen, so bleibt die Platte leuchtend nur da, wo Fraunhofersche Linien liegen, und man erhält so ein negatives Bild des Spectrums. Becquerel hat auf diese Weise zahlreiche Absorptionsbanden im Ultraroth aufgefunden und die Wellenlänge 18000 erreicht; auch einzelne Emissionslinien von Elementen hat er so finden können, freilich mit recht ungenauer Ermittelung der Wellenlänge. Lommel[3]) hat in ähnlicher Weise noch bessere Resultate für das Sonnenspectrum erzielt.

115. Es sei aus dieser Zeit noch eine Arbeit von Huggins[4]) hervorgehoben, die einen wesentlichen Fortschritt in der Kenntniss der Sternspectra bedeutete. Es gelang Huggins, vortreffliche Photographien[5]) der ultravioletten Sternspectra zu erzielen, und dabei trat in den weissen Sternen sehr auffallend eine Serie von Linien hervor, die aus immer näher an einander rückenden Linien bestand und mit den im sichtbaren Theil dominirenden Wasserstofflinien zusammenzuhängen schien, so dass die Vermuthung nahe lag, die ganze Serie gehöre dem Wasserstoff an. Dies wurde bestätigt, indem H. W. Vogel[6]) die ersten dieser ultravioletten Linien von einer Wasserstoffröhre photographisch erhielt.

116. Wir sehen, wie in den letzten der besprochenen Jahre die Spectroscopie auf allen Gebieten, für Emissionsspectra und Absorptionsspectra irdischer Stoffe ebenso wie für die astrophysikalischen Erscheinungen, gewaltigen Nutzen aus der Anwendung der Photographie zog. Nicht nur waren durch sie grosse Gebiete des Spectrums, und zwar die wichtigsten, weil linienreichsten, zugänglich gemacht worden, sondern auf allen Gebieten des Spectrums, die der Photographie überhaupt zugänglich sind, erwies sie sich ungemein wichtig.

---

1) W. de W. Abney, Phil. Trans. **171**, II. p. 653—667 (1880) und Phil. Trans. **177**, II. p. 457—469 (1886).

2) E. Becquerel, C. R. **77**. p. 302—304 (1873); C. R. **83**. p. 249—255 (1876). — H. Becquerel, C. R. **96**. p. 121—124 (1883), C. R. **99**. p. 417—420 (1884),

3) E. Lommel, Phosphoro-Photographie des ultrarothen Spectrums. Münchn. Sitzber. **18**. p. 397—403 (1888) und **20**. p. 84—87 (1890).

4) W. Huggins, On the photographic spectra of stars. Phil. Trans. **171**. p. 669—690 (1880).

5) Die erste Photographie eines Sternspectrums ist übrigens 1872 H. Draper gelungen.

6) H. W. Vogel, Berl. Monatsber. 1879. p. 586—604; ibid. 1880. p. 192—198.

Und diese Gebiete waren durch H. W. Vogels[1]) Entdeckung, dass sich die Platten durch Baden in absorbirenden Farbstoffen für die Absorptionsgebiete dieser Farbstoffe empfindlich machen lassen, erheblich gewachsen. Ferner war durch die Einführung der Trockenplatten die Anwendbarkeit der Photographie wesentlich gesteigert: erstlich waren diese Platten viel empfindlicher als die alten nassen Platten, zweitens gestatteten sie beliebig lange Expositionen, und endlich waren sie, weil jederzeit fertig vorräthig, viel bequemer und erforderten weit geringere practische Erfahrung. Die Wichtigkeit der Photographie beruht vor allen Dingen darin, dass sie ungleich genauere Bestimmungen der Wellenlängen durch Messung der Platten zulässt, als es durch die das Auge ungemein anstrengenden ocularen Messungen möglich ist; ferner darin, dass sie für jedes beobachtete Spectrum ein unvergängliches Document liefert, welches jederzeit mit späteren Beobachtungen verglichen und nachgemessen werden kann; dass sie frei ist von den Irrthümern, denen jeder Beobachter verfallen kann, sei es durch Ermüdung des Auges, sei es durch vorgefasste Meinungen; endlich darin, dass sie durch lange Expositionen und Summirung der Wirkungen Linien zu finden gestattet, welche das Auge nicht wahrnehmen kann. Es ist kein Wunder, dass bei diesen vortrefflichen Eigenschaften die photographische Platte zahllose wichtige Resultate zu erlangen gestattete, und ihre immer mehr zunehmende Benutzung die Wissenschaft wesentlich fördern musste. Heute sind es nur ganz vereinzelte Arbeiten, die nicht photographisch gemacht werden, und so ist es gekommen, dass wir jetzt im ultravioletten Theil der Spectra, soweit das Glas durchlässig ist, besser zu Hause sind, als in dem rothen und gelben Theil.

117. Etwa mit dem Jahre 1881 führt W. Crookes[2]) eine ganz neue Methode der spectroscopischen Beobachtung ein. Es war schon lange bekannt, dass die Kathodenstrahlen bei vielen Substanzen, die ins Vacuum eingeschmolzen sind, Phosphorescenz erregen. Crookes fand nun, dass das ausgesandte Phosphorescenzlicht in manchen Fällen ein Spectrum zeigt, welches aus scharfen Linien besteht. Dies ist namentlich der Fall bei einzelnen seltenen Erden, vor Allem beim Yttrium, und Crookes ging daran, den Einfluss der fractionirten Füllung in dieser Weise spectroscopisch zu untersuchen. — Wir wollen an dieser Stelle weder auf den Streit, der zwischen Lecoq de Boisbaudran und Crookes über die Deutung der Erscheinungen entstand, eingehen, noch auf die Resultate von Crookes. Es genüge, hier zu sagen, dass Crookes Veränderungen der Spectra beobachtet, die er deutet durch die Annahme, die betreffenden Elemente seien noch zusammengesetzt, und dass es ihm gelingt, durch Fractionirung Präparate herzustellen, welche nur noch einzelne der

---

1) H. W. Vogel, Ber. Chem. Ges. **17**. p. 1196—1203 (1884); Wied. Ann. **26**. p. 527—530 (1885); Berl. Sitzber. 1886. p. 1205—1208.

2) W. Crookes, Siehe: On discontinuous phosphorescent spectra in high vacua. Proc. Roy. Soc. **32**. p. 206—213 (1881); On radiant matter spectroscopy; a new method of spectrum analysis Proc. Roy. Soc. **35**. p. 262—271 (1883), **38**. p. 414—422 (1885), und zahlreiche weitere Abhandlungen in den Proc. Roy. Soc., Phil. Trans., Chem. News.

Phosphorescenzlinien zeigen. So hat er kürzlich[1]) aus Yttrium eine Erde ausgeschieden, welche durch ein starkes Paar von Phosphorescenz-Linien bei 3120 und 3117 ausgezeichnet ist. Er nimmt an, dies sei ein neues Element, welches er Victorium nennt.

118. Mit dem Jahre 1882 beginnt eine ganz neue Periode der Spectralanalyse durch das Eintreten H. A. Rowlands. Es war ihm gelungen[2]), nach einem neuen Princip[3]) eine practisch fehlerlose Schraube herzustellen, und mit deren Hülfe eine Theilmaschine für optische Gitter zu bauen, welche alles bis dahin Erreichte weit in den Schatten stellten. Es gelang, bis zu 43000 Linien pro englischen Zoll zu ziehen, d. h. 1720 Linien pro mm; aber diese Zahl erwies sich als zu gross für practischen Gebrauch, so dass die Maschine nur zu einer Theilung mit 14438 Linien pro Zoll benutzt wurde. Später hat Rowland noch verschiedene Verbesserungen ersonnen und noch zwei weitere Maschinen gebaut, die 20000 resp. 16000 Linien, oder einen aliquoten Theil davon pro Zoll ziehen. Da es sich sehr bald zeigte, dass auf Glas getheilte Gitter im Allgemeinen lange nicht so gut werden, wie auf Spiegelmetall getheilte, so stellte Rowland hauptsächlich Reflexionsgitter her.

Ein Hauptverdienst Rowlands bestand darin, dass er diese Gitter nicht, wie es bis dahin ausschliesslich geschehen war, auf ebenen Flächen theilte, sondern auf sphärischen concaven Flächen; so getheilte Gitter vereinigen die Wirkungen des Gitters mit denen der Hohlspiegel, d. h. sie entwerfen von einem leuchtenden Punkte reelle Spectra, ohne Zwischenschaltung irgend welcher Linsen. Rowland untersuchte theoretisch[4]) die Wirkungsweise dieser Concavgitter und gab die zweckmässigste Art ihrer Aufstellung an, bei welcher man normale Spectra erhält, d. h. solche, bei denen der Abstand der Linien proportional der Differenz der Wellenlängen ist. Diese Gitter, mit getheilten Flächen von mehr als hunderttausend Furchen, gaben nun dem Spectroscopiker ein Mittel, um Spectren von einer Dispersion und Schärfe zu erzeugen, wie man sie bis dahin nicht geahnt hatte; zeigt doch die Rechnung, dass man durch die grössten Rowlandschen Gitter z. B. in der Gegend der D-Linien ein Trennungsvermögen erhält, zu dessen Herstellung durch Prismen man deren so viele hinter einander setzen müsste, dass die Dicke der Prismenbasen 126 cm betrüge. Der Hauptvortheil der Concavgitter aber besteht darin, dass man keinerlei Linsen mehr braucht, das Spectroscop einfach aus Spalt, Gitter und photographischer Platte besteht; so wird man die chromatische und sphärische Aberration der Linsen, vor Allem aber ihre Absorption los, die so lange Zeit das weitere Vordringen im Ultraviolett verzögert hat.

---

1) W. Crookes, On Victorium, a new element associated with Yttrium. Nat. **60**. p. 317—319 (1899).

2) H. A. Rowland, Preliminary notice of the results accomplished in the manufacture and theory of gratings for optical purposes. Johns Hopkins University Circulars Nr. 16. 1882, auch Phil. Mag. (5) **13**. p. 469—474 (1882); Nat. **26**. p. 211—213 (1882).

3) Siehe Artikel Screw in Encyclopaedia Britan. 9th Ed. Vol. 21. p. 552—553.

4) H. A. Rowland, On concave gratings for optical purposes. Amer. J. (3) **26** p. 87—98 (1883); Phil. Mag. (5) 16. p. 197—210 (1883).

Gitter haben die Eigenschaft, dass sie an jeder Stelle ausser einer bestimmten Wellenlänge auch die halb so grosse, die ein drittel so grosse, u. s. w. vereinigen. Bei den Spectralapparaten mit Plangittern werden diese anderen Ordnungen durch die nicht genügende Achromasie der Linsen meist mehr oder weniger beseitigt, bei den Concavgittern aber sind alle Ordnungen in derselben Ebene scharf. Diese zwar manchmal störende, im Ganzen aber doch viel mehr nützliche als schädliche Erscheinung wusste Rowland in vortrefflicher Weise auszunutzen, und er zeigte[1], wie man mittelst der sogen. Coincidenzmethode aus einer einzigen ihrem absoluten Werthe nach bekannten Wellenlänge alle übrigen mit gleicher absoluter, aber viel grösserer relativer Genauigkeit ermitteln könne.

119. Es handelte sich nun darum, für eine Linie die absolute Wellenlänge mit der erreichbaren Genauigkeit zu ermitteln. Bis zum Jahre 1885 hatte man die durch Ångström gegebenen absoluten Werthe für sehr genau gehalten, aber in diesem Jahre theilte Thalén[2] mit, dass Ångström schon seit dem Jahre 1872 gewusst habe, dass die Länge des Maassstabes, durch welchen die Gitterbreite ermittelt worden war, falsch bestimmt worden sei. Thalén gab eine provisorische Correction an, durch welche alle Wellenlängen um etwa $^{13}/_{100000}$ vergrössert wurden. Da aber trotzdem eine grosse Unsicherheit bestehen blieb, wurden von verschiedenen Seiten Versuche gemacht, die absolute Wellenlänge einer oder mehrerer Fraunhoferscher Linien neu zu bestimmen; es sind namentlich Müller und Kempf[3], Kurlbaum[4] und Bell[5] zu nennen. Letzterer konnte einige vortreffliche Gitter von Rowland, auf Glas getheilt, benutzen und mit zwei solchen Gittern fand er für die Linie D: 5896,09 und 5896,05. Als Mittel nimmt er zunächst 5896,08. Später wird dieser Werth nach einer neuen Bestimmung der Maassstäbe auf 5896,18 verbessert. Rowland corrigirt[6] ihn dann abermals auf 5896,20, nimmt dann das Mittel aus dieser Bestimmung und aus denen von Ångström mit der Correctur von Thalén, von Müller und Kempf, von Kurlbaum, aus einer älteren Bestimmung von Peirce, welche er aber corrigirt, und erhält unter Berücksichtigung des verschiedenen Werthes der Messungen, als endgültiges Mittel für D, bei 20° und normalem Druck den Werth: 5896,156. Diese Zahl ist seitdem die Normale für alle spectroscopischen Messungen ge-

---

1) H. A. Rowland, On the relative wave-length of the lines of the solar spectrum. Americ. J. (3) **33**. p. 182—190 (1887); Phil. Mag. (5) **23**. p. 257—265 (1887).

2) R. Thalén, Sur le spectre du fer obtenu à l'aide de l'arc électrique. Nova acta Ups. (3) **12**. p. 1—49 (1884).

3) Müller und Kempf, Bestimmung der Wellenlänge von 300 Linien im Sonnenspectrum. Publicationen des astrophys. Observ. zu Potsdam 5.

4) F. Kurlbaum, Bestimmung der Wellenlänge einiger Fraunhoferschen Linien. Inaug. Dissert. Berlin 1887, auch Wied. Ann. **33**. p. 159—193, 381—412 (1888).

5) L. Bell, The absolute wave-length of light, Americ. J. (3) **33**. p. 167—182 (1878) und (3) **35**. p. 265—282, 347—367 (1888); auch Phil. Mag. (5) **23**. p. 265—282 (1887) und (5) **25**. p. 255—263, 350—372 (1888).

6) H. A. Rowland, A new table of standard wave-lengths. Astron. & Astrophys. **12**. p. 321—347 (1893).

blieben. Rowland hat nach der Coincidenzmethode für zahlreiche Linien des Bogen- und Sonnenspectrums die Wellenlängen ermittelt und eine Liste von etwa 1100 solchen Linien veröffentlicht[1]), bei welchen allen er den Fehler für kleiner als 0,01 A. E. hält. Sie liegen zwischen den Grenzen 2152,91 und 7714,68.

Ferner hat Rowland mit dem Concavgitter das Sonnenspectrum photographirt und einen Atlas desselben veröffentlicht, gegen den alle älteren völlig werthlos erscheinen; es sind zwei Auflagen erschienen[2]), und namentlich die zweite ist von unübertrefflicher Schönheit und Schärfe, und in einem solchen Maassstabe, dass man die Wellenlänge jeder Linie nahezu bis auf 0,01 A. E. ablesen kann. In neuester Zeit hat dann Rowland den Werth des Atlas noch ausserordentlich erhöht, indem er das Riesenwerk unternahm[3]), für alle sichtbaren Linien die Wellenlänge durch Messung auf den Platten zu ermitteln, die Platten mit Aufnahmen der Bogenspectra fast aller Elemente zu vergleichen, und Listen aller Fraunhoferschen Linien mit ihrem wahrscheinlichen chemischen Ursprung zu veröffentlichen. Natürlich birgt diese Arbeit gleichzeitig eine Feststellung der chemischen Zusammensetzung der Sonnenatmosphäre in sich, und Rowland hat so zahlreiche Elemente zuerst in der Sonne nachweisen können. Alle diese Arbeiten sind in jeder Beziehung musterhaft, und Rowland hat sich damit ein Verdienst um die Wissenschaft erworben, welches gar nicht hoch genug veranschlagt werden kann.

120. Es handelte sich nun darum, diese neuen Hülfsmittel, die zeitlich sehr glücklich zusammenfielen mit der Entwickelung der photographischen Trockenplatten, und der Entdeckung ihrer Sensibilisationsfähigkeit durch H. W. Vogel, auch völlig auszunutzen, namentlich also die Spectra der irdischen Elemente mit erreichbarer Genauigkeit zu ermitteln. Mit den bis dahin gebrauchten Hülfsmitteln war die Grenze der Genauigkeit ungefähr 1 A. E., jetzt liess sich plötzlich die Bestimmung etwa 100 mal genauer machen. Die Untersuchung der Spectra der Elemente ist in grösserem Umfange von Kayser und Runge[4]), von Hasselberg[5]), von Rowland[6]) selbst mit verschiedenen Schülern, von Eder und Valenta[7]), in neuester Zeit auch von Exner und Haschek[8]) aufgenommen worden; sie hat schon viele wichtige Thatsachen ans Licht gebracht, aber wir stehen immer noch am Anfange dieser Untersuchungen.

121. Durch die grosse in der Bestimmung der Wellenlängen erreichte

1) H. A. Rowland, A new table of standard wave-lengths Astron. Astrophys. 12. p. 321—347 (1893).

2) H. A. Rowland, Photographic map of the normal solar spectrum. Johns Hopkins press, Baltimore, Maryland. 1887 und 1888.

3) H. A. Rowland, Preliminary Table of the solar spectrum wave-lengths. Astrophys. J. 1—6 (1895—1898), die hier veröffentlichten Listen sind dann auch als Buch erschienen.

4) H. Kayser und C. Runge in Abhandlungen der Berl. Akad. d. W. 1888—1894.

5) B. Hasselberg, meist in Kongl. Svensk. Vetensk. Akad. Handl. seit 1890.

6) H. A. Rowland in Astrophysical Journal.

7) J. M. Eder und E. Valenta in Denkschriften der Kais. Akad. d. W. zu Wien seit 1893.

8) F. Exner und E. Haschek in Sitzber. der Kais. Akad. d. W. zu Wien seit 1895.

Genauigkeit wurde es nun auch möglich, eine Frage näher zu erörtern, die schon lange einzelne Spectroscopisten beschäftigt hatte, nämlich die Frage nach dem Bau der Spectra. Wie wir uns auch den Ursprung des Lichtes bei leuchtenden Dämpfen denken mögen, ob wir eine directe Wirkung der bewegten Moleceln und Atome auf den umgebenden Aether annehmen, oder ob wir denken, die electrischen Ladungen der Atome erzeugten durch deren Bewegung electromagnetische Wellen, oder welche Vorstellung auch immer wir uns bilden mögen, sicher ist, dass das Licht schliesslich auf der Bewegung der Moleceln oder ihrer Theile, oder ihrer Ladungen, beruht, dass die ausgesandten Wellenlängen eine Function der Eigenschaften des Molecels sind. Dann aber liegt es nahe, anzunehmen, dass die verschiedenen Linien jedes Elementes als Functionen derselben Grössen nicht von einander unabhängig sein können, sondern durch eine Gleichung sich müssen zusammenfassen lassen, ebenso wie etwa die verschiedenen Schwingungszahlen, welche eine Pfeife oder Saite erzeugen kann, durch eine solche Gleichung dargestellt werden. Die Schwingungszahl muss hier als Function der Grössen erscheinen, welche die Bewegungen der Atome bedingen, also der Masse, der Grössenverhältnisse, der Kräfte zwischen den Atomen, der Grösse der electrischen Ladung oder dergleichen, jedenfalls derselben Grössen, welche auch das chemische Verhalten der betreffenden Substanz bedingen. Da wir nun durch die chemischen Untersuchungen wissen, dass unter den Elementen sich Gruppen von näheren Verwandten bilden lassen, welche durch ähnliche chemische Eigenschaften characterisirt sind, so liegt es wiederum nahe, anzunehmen, dass innerhalb solcher Gruppen jene Variablen, von denen die chemische Natur und das emittirte Licht abhängen, viel weniger verschieden sein werden, als wenn wir von einer Gruppe zur anderen gehen. Diese Verwandtschaft der Elemente hat bisher ihren schärfsten Ausdruck in dem von Mendelejeff und Lothar Meyer aufgestellten natürlichen oder periodischen System der Elemente gefunden. Man durfte also erwarten, dass hier nahe zusammenstehende Elemente gewisse Aehnlichkeiten in dem Bau ihrer Spectra würden zeigen müssen. In diesen beiden Richtungen, Bau jedes einzelnen Spectrums und Beziehungen zwischen den Spectren verwandter Körper, hatte sich also die Untersuchung zu bewegen. Damit war, wenn die Lösung der Aufgabe gelang, der Spectralanalyse ein ganz neues Feld eröffnet, welches vielleicht wichtiger ist, als dasjenige, an welches bis zu ihrer Entdeckung und bei derselben vorwiegend gedacht worden war: die spectroscopische Analyse von Körpern; man konnte nun hoffen mit Hülfe des Spectroscops Aufschluss über die Grössen zu erhalten, als deren Function das Spectrum erscheint, namentlich also Aufschluss über die Kräfte zwischen den Atomen.

122. Es kann an dieser Stelle, wo ja nur ein ganz kurzer Ueberblick über den Gang der Entwickelung in den letzten Jahrzehnten zu geben ist, nicht auf ausführlichere Betrachtungen eingegangen werden; ebensowenig sollen die älteren Versuche auf diesem Gebiete hier besprochen werden. Balmer[1])

1) J. J. Balmer, Notiz über die Spectrallinien des Wasserstoffs. Verh. d. naturf. Ges. z. Basel. **7.** p. 548 (1885); Wied. Ann. **25.** p. 80—87 (1885).

war der erste, dem ein wirkliches Resultat zufiel, als er fand, dass die Linien des Wasserstoffspectrums sich durch eine Formel in sehr genauer Weise darstellen liessen, und damit war zu hoffen, dass auch für andere Elemente sich Aehnliches erreichen lasse. Fast gleichzeitig nahmen Kayser und Runge[1]) einerseits, Rydberg[2]) andererseits diese Untersuchungen auf, erstere, indem sie sich der langwierigen Arbeit unterzogen, mit Hülfe des Rowlandschen Concavgitters die Spectra neu zu bestimmen und das so gewonnene, unvergleichlich viel zuverlässigere Material zu verwerthen, letzterer auf Grund der vorliegenden älteren Messungen. Das Resultat dieser Untersuchungen ist, dass in der That für viele Elemente ein gesetzmässiger Bau nachgewiesen werden konnte: bei den 5 Alcalien liessen sich alle bekannten Linien in je drei Reihen ordnen, welche durch je eine Gleichung von derselben Form mit grosser Genauigkeit dargestellt werden, und welche unter einander ebenfalls in Beziehung stehen. Es ergab sich auch eine wichtige Beziehung zwischen dem Atomgewicht und dem Bau des Spectrums. Die Spectra dieser 5 Verwandten waren ferner nicht nur alle nach demselben Plane gebaut, sondern sie verändern sich auch in regelmässiger Weise mit dem wachsenden Atomgewicht der verschiedenen Elemente. Es hatten sich somit alle oben ausgesprochenen Vermuthungen bestätigt. Auch in der Gruppe Cu, Ag, Au, ferner für Mg, Ca, Sr, für Zn, Cd, Hg, für Al, In, Tl konnten Kayser und Runge ähnliche Verhältnisse nachweisen, wenn auch weniger vollkommen. Es zeigte sich nämlich, dass bei diesen Elementen nur ein Theil der im Bogenspectrum auftretenden Linien von jenen Serien aufgenommen wird, ein anderer Theil aber noch scheinbar willkürlich gelagert bleibt. Die Zahl dieser regellosen Linien wächst, je weiter wir in der Tabelle des natürlichen Systems vorschreiten. Für eine Anzahl weiterer Elemente ist es denn auch nur gelungen zu zeigen, dass Regelmässigkeiten in ihren Spectren vorhanden sind, nicht aber dieselben durch eine Gleichung auszudrücken. Nur das Spectrum von Helium erwies sich noch als ganz gesetzmässig nach einer schönen Untersuchung von Runge und Paschen[3]), aber nicht aus drei, sondern aus sechs solchen Serien bestehend. Aehnliches fanden später Runge und Paschen[4]) auch für O, S, Se. Wir stehen noch am ersten Anfang dieser Untersuchungen; die Formel von Kayser und Runge für die Serien, ebenso die von Rydberg, sind nichts als empirische Formeln, die weit davon entfernt sind, das oben gesteckte Ziel erreicht zu haben, aus dem Bau des Spectrums Aufschluss über das Verhalten der Atome zu geben, die Schwingungszahlen sind noch nicht als Functionen der in Betracht kommenden Variabelen dargestellt. Aber auch sie stellen offenbar nur empirisch den einfachsten Fall dar, und es wird noch viele Arbeit

1) H. Kayser und C. Runge, Abhandlungen der Berl. Akad. d. W. 1890—1893.

2) J. R. Rydberg, Recherches sur la constitution des spectres d'émission des éléments chimiques. Kongl. Svenska Vetensk. Akad. Handl. **32**. No. 11. p. 155 (1890).

3) C. Runge und F. Paschen, Ueber das Spectrum des Helium. Berl. Ber. 1895. p. 639—643; Astrophys. J. **3**. p. 4—28 (1895).

4) C. Runge und F. Paschen, Ueber die Serienspectra der Elemente Sauerstoff, Schwefel und Selen. Wied. Ann. **61**. p. 641—686 (1897).

kosten, bis etwa das Spectrum des Eisens sich durch eine oder ein paar Gleichungen wird festlegen lassen. Es ist indessen nicht daran zu zweifeln, dass alle Linien in jedem Spectrum gesetzmässig gelagert sind, und dass es dereinst gelingen wird, diese Gesetze zu finden.

123. Im letzten Jahrzehnt ist es gelungen, die Grenzen des Spectrums wiederum sehr erheblich herauszuschieben, und zwar nach beiden Seiten. Die kürzeste bis dahin bekannte Wellenlänge besass eine Linie des Aluminiums, $\lambda = 1852$. Cornu hatte nachgewiesen, dass kürzere Wellen durch Luft nicht mehr merklich durchgelassen werden. V. Schumann[1]) fand dann, dass auch Quarz solche Wellen stark absorbire, dass nur Flussspath noch sehr durchlässig ist. Er ermittelte ferner, dass die Gelatine unserer Trockenplatten die kürzeren Wellen ebenfalls sehr stark schon in ausserordentlich dünnen Schichten absorbire, so dass es unmöglich ist, mit Quarzapparaten in Luft auf Trockenplatten weiter ins Ultraviolett zu gelangen. Schumann wusste nun einen Apparat zu bauen, der im Vacuum zu arbeiten gestattete, er gab ferner die Herstellung von Trockenplatten aus reinem Bromsilber ohne Gelatine an, und so gelang es ihm, bei ausschliesslicher Verwendung von Flussspath schrittweise weiter ins Ultraviolett vorzudringen, und für eine ganze Anzahl von Elementen weit kürzere Wellenlängen zu finden, als sie bis dahin bekannt waren. Aber auch hier kommt man zu einer Grenze, wenn man die Lichtquelle, Funken oder Bogen, in Luft aufstellt, weil schliesslich schon eine Luftstrecke von wenigen Millimetern Länge zu vollständiger Absorption der Strahlen genügt. Aus diesem Grunde erreicht man die kürzesten Wellenlängen, wenn die Lichtquelle sich im Vacuum des Spectroscops befindet. So setzt Schumann direct vor den Spalt ein vorn offenes Geisslerrohr, das durch die Spaltplatte selbst abgeschlossen wird, und füllt den ganzen Apparat mit Wasserstoff von wenigen Millimetern Druck. Der Inductionsfunke erzeugt dann im Geisslerrohr Licht, welches durch Linsen und Prisma aus Fluorit auf der Platte ein Spectrum hervorbringt, in welchem Schumann noch Linien von etwa der Wellenlänge 1000 A. E. findet. Diese Schätzung der Wellenlänge ist natürlich nur ganz ungefähr, es ist leider noch nicht gelungen, wirkliche Messungen auszuführen, und ebensowenig hat jemand anders die Versuche von Schumann wiederholt. Das ist um so mehr zu bedauern, als wahrscheinlich grade im äussersten Ultraviolett der Schlüssel für die complicirteren Gesetzmässigkeiten der Spectra liegen wird.

124. Auch für das andere Ende des Spectrums sind unsere Kenntnisse recht erheblich gewachsen. Langley, dem wir die Einführung des Bolometers verdanken, hatte sich fast ausschliesslich mit dem ultrarothen Spectrum der Sonne beschäftigt, andere Untersuchungen nur, soweit sie hierfür in Betracht kamen, ausgeführt. Die Benutzung des Bolometers, das ebenfalls noch wesentlich verfeinert worden ist, für andere Spectra ist zuerst wohl in umfangreicherer

1) V. Schumann, Photogr. Rundschau 1890. Heft 3; ibid. 1892. Heft 11; Wiener Akad. Anzeiger **23** (1892); Eder's Jahrb. f. Photogr. **7**. p. 160—165 (1893). Wien. Sitzber. **102**, IIa. p. 415—475, 625—694, 994—1024 (1893).

Weise von W. H. Julius[1]) eingeführt worden, dem K. Ångström folgte. Ausser manchen anderen haben wir aber aus der letzten Zeit namentlich F. Paschen und H. Rubens zu nennen als diejenigen, die uns am weitesten gefördert haben. Paschen[2]) hat die Brechungsexponenten des Flussspaths im Ultraroth mit ungemeiner Sorgfalt bestimmt und dadurch genaue Bestimmungen der Wellenlängen in diesem Gebiete mit dem geeignetsten Materiale ermöglicht. Er hat ferner die Emission einiger Gase festgelegt[3]), ein in theoretischer Hinsicht sehr wichtiges Ergebniss. Aber das Hauptverdienst hat er sich dadurch erworben, dass es ihm gelang[4]), die Function des Kirchhoffschen Gesetzes zu ermitteln durch die bolometrische Durchmessung der Energiespectra fester Körper bei verschiedenen Temperaturen. Dadurch, dass W. Wien[5]) auf theoretischem Wege zu demselben Ausdruck für diese Function gelangte, und dadurch, dass sich für die Gesammtemission aus dem Ausdrucke das Stefan'sche Strahlungsgesetz ergiebt, gewinnt Paschens Beobachtung erhöhten Werth. — Als wichtigstes Resultat der Untersuchungen von Rubens[6]) möchte ich bezeichnen, dass es ihm gelungen ist, noch sehr lange Wellen nachzuweisen und zu isoliren: Rubens kommt bis zu $\lambda = 61\ \mu$. So haben sich die Grenzen des der Untersuchung zugänglichen Spectrums von dem im Anfang dieses Jahrhunderts allein bekannten sichtbaren Spectrum zwischen 4000 und 7600 A. E. allmählich erweitert bis zu den Werthen 1000 und 610000 A. E., d. h. wir kennen statt einer Octave deren mehr als neun. Gleichzeitig haben sich die durch Sellmeyer und Helmholtz zuerst eingeführten Anschauungen über das Wesen der Dispersion des Lichtes durch diese Resultate erheblich gefestigt und wir sind in Bezug auf eine Dispersionsformel zu einem gewissen Abschluss gelangt.

125. Die ausserordentliche Dispersion der Rowlandschen Gitter hatte ein ganz anderes Studium der einzelnen Spectrallinien ermöglicht, als früher. Während man bis dahin eine Linie nur durch ihre Wellenlänge characterisirt glaubte, zeigte sich nun, dass das Aussehen der Linie mindestens ebenso characteristisch für sie ist, die Umkehrbarkeit, die Verbreiterung, die Unschärfe, u. s. w. Aber man hatte lange geglaubt, dass trotz aller Veränderungen, die das Aussehen einer Linie erleiden kann, ihre Wellenlänge stets unverändert bleibe, bis in neuester Zeit auch diese Grundlage der Spectroscopie erschüttert wurde. L. E. Jewell, der für die Rowlandsche Publication der Sonnenlinien die Messungen ausführte, beobachtete zuerst, dass die Linien in der Sonne und im Bogen

---

1) H. Julius, Die Licht- und Wärmestrahlung verbrannter Gase. Verhandl. d. Vereins z. Beförd. d. Gewerbefleisses in Deutschland 1889. Bolometrisch onderzoek van absorptie spectra. Verhandl. koninkl. Akad. van Wet. te Amsterdam I, 1. p. 1—49 (1892).

2) F. Paschen, Wied. Ann. **53**. p. 301—333, 812—822 (1894); Wied. Ann. **56**. p. 762—767 (1895).

3) F. Paschen, Wied. Ann. **50**. p. 409—443 (1893); Wied. Ann. **51**. p. 1—39 (1894); Wied. Ann. **52**. p. 209—237 (1894); Wied. Ann. **53**. p. 334—336 (1894).

4) F. Paschen, Ueber Gesetzmässigkeiten in den Spectren fester Körper. Wied. Ann. **58**. p. 455—492 (1896).

5) W. Wien, Ueber die Energievertheilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers. Wied. Ann. **58**. p. 662—669 (1896).

6) H. Rubens und E. Aschkinass, Die Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin. Wied. Ann. **65**. p. 241—256 (1898).

nicht immer die gleiche Wellenlänge ergaben. Die Sache wurde durch zwei Schüler Rowlands, W. J. Humphreys und F. Mohler[1]) genauer verfolgt, und es liess sich nachweisen, dass der Druck eine Verschiebung der Linien zu grösseren Wellenlängen hin bewirke. Die Verschiebungen sind natürlich sehr gering, man muss schon einen Druck von mehreren Atmosphären anwenden, um die Veränderung der Wellenlänge messbar zu machen, aber sie ist zweifellos vorhanden. Die Versuche ergeben, dass ausschliesslich die Linienspectra sich so verhalten, nicht die Bandenspectra, unter den Linien desselben Spectrums aber sind die Verschiebungen ganz verschieden gross. Es scheint, dass die Linien, die zu derselben Serie gehören, sich gleich verhalten, die verschiedenen Serien aber verschieden, und in sofern könnte diese merkwürdige und noch ganz unaufgeklärte Erscheinung sehr wichtig zur Erkennung von Gesetzmässigkeiten im Spectrum werden.

Noch merkwürdiger aber ist eine von P. Zeeman[2]) gefundene Erscheinung: bringt man eine Lichtquelle in ein kräftiges magnetisches Feld, so vervielfacht sich jede Spectrallinie, nachdem sie sich zunächst verbreitert hat. Je nachdem man in Richtung der Kraftlinien sieht oder senkrecht dazu, erscheinen die äusseren Componenten circular oder linear polarisirt, und es sind zwei oder drei Linien sichtbar. Diese zuerst beobachteten Thatsachen schienen sich durch eine Theorie von Lorentz recht gut als eine Wechselwirkung zwischen dem im Magnetfeld bewegten Lichtäther und der Bewegung der emittirenden Theile erklären zu lassen, aber die weiteren Beobachtungen haben gezeigt, dass die Verhältnisse doch viel complicirter liegen, und dass zunächst auch hier wieder weit mehr Beobachtungsmaterial gesammelt werden muss, bevor man an eine Erklärung herangehen kann. Da zahlreiche Gelehrte auf diesem Gebiete theils theoretisch, theils experimentell thätig sind, — es seien nur Cornu, Becquerel, Voigt, Righi, Preston, Fitzgerald, Michelson genannt, — so ist zu hoffen, dass dies Ziel in nicht allzu langer Zeit erreicht werden wird. Zweifellos werden diese Wirkungen des magnetischen Feldes ebenso von Wichtigkeit für das Eindringen in moleculare Verhältnisse werden, wie die Aufklärung des gesetzmässigen Baues der Spectren.

Es ist selbstverständlich, dass auch auf dem Gebiete der Astrophysik die letzten Jahrzehnte fruchtbar gewesen sind; es seien hier nur die ausgezeichneten Arbeiten von Keeler und Campbell über die Spectra verschiedener Himmelskörper, namentlich der Nebelflecke, erwähnt, und die Durchmusterung der Spectra aller erreichbaren Sterne mit dem Objectivprisma durch Pickering. Im Ganzen sind aber auf diesem Gebiet keine so fundamental neuen Erscheinungen gefunden worden, wie auf dem Gebiet der irdischen Spectroscopie. Die ganz neue Auffassung, die sich Lockyer von der Entstehung der Himmelskörper gebildet hat, die sog. Meteoritentheorie, sei hier nur noch erwähnt. Sie wird von anderen Seiten scharf bestritten.

1) W. J. Humphreys und J. F. Mohler, Astrophys. J. **3**. p. 114—137 (1896); Mohler, Astrophys. J. **4**. p. 175—181 (1896); Humphreys, ibid. **4**. p. 249—262 (1896), ibid. **6**. p. 169—232 (1897).

2) P. Zeemann, Phil. Mag. (5) **43**. p. 226—239 (1897), ibid. **44**. p. 55—60 255—259 (1897), ibid. **45**. p. 197—201 (1898).

KAPITEL II.

DIE ERZEUGUNG LEUCHTENDER DÄMPFE.



127. Eines der wichtigsten Resultate der Arbeiten von Kirchhoff und Bunsen war die klare Erkenntniss der Bedingung für das Auftreten eines characteristischen Emissionsspectrums: die Verwandlung der zu untersuchenden Substanz in leuchtenden Dampf. Rein empirisch war dieser Vorgang freilich schon längst angewandt worden, und fast alle Methoden, die wir noch heute zu jener Umwandlung benutzen, waren lange vor Kirchhoff und Bunsen als geeignet zur Erzeugung von Spectren erkannt worden.

Man kann jenen Satz nicht umkehren und sagen: alle Dämpfe oder Gase, wenn zum Leuchten gebracht, geben ein discontinuirliches Emissionsspectrum; wohl aber hat sich bis heute der Satz in der oben ausgesprochenen Form als richtig bewährt, bis auf zwei Ausnahmen: einige seltene Erden zeigen auch in fester Form glühend characteristische Linien, und zahlreiche Substanzen senden, im Vacuum den Kathodenstrahlen ausgesetzt, Fluorescenzlicht aus, welches scharfe Linien oder Banden enthält. Vielleicht handelt es sich in beiden Fällen um feste Lösungen. Wenn wir aber von diesen noch wenig aufgeklärten Fällen absehen, tritt an den Spectroscopiker stets zunächst die Aufgabe heran, seine Substanzen in leuchtenden Dampf zu verwandeln, und so wollen wir uns zunächst mit den Methoden zur Lösung dieser Aufgabe beschäftigen.

Es giebt im Wesentlichen drei Mittel zur Erreichung dieses Zweckes: 1. Die Einführung der Substanzen in verschiedene Flammen. 2. Die Benutzung des galvanischen Lichtbogens, den man entweder direct zwischen Stäben des betreffenden Materiales entstehen lässt, wie beim Eisen, oder den man zwischen Stäben aus Kohle oder anderem Material brennen lässt, um in ihn das Material in kleinen Stücken einzuführen. 3. Die Anwendung hochgespannter Electricität, welche man zur Erzeugung von Funken zwischen Electroden der zu untersuchenden Substanz benutzt, oder die man durch Dämpfe und Gase unter kleinem Drucke hindurchgehen lässt. Alle diese Methoden werden in sehr verschiedener Weise angewandt, ebenso sind die Hülfsmittel zur Einführung der Substanzen je nach deren Natur und Aggregatzustand sehr variirt worden, und es sollen im Folgenden die wichtigsten der angewandten Formen besprochen werden.

Die Phosphorescenzspectra ins Vacuum eingeschlossener Substanzen wollen wir hier nicht berücksichtigen. Diese Beobachtungsmethode, welche von Crookes eingeführt wurde und sich nur für wenige Substanzen eignet, wird sich zweck-

mässiger bei Gelegenheit der Erscheinungen der Fluorescenz und Phosphorescenz besprechen lassen.

128. Dabei wird aber eine Vorbemerkung am Platze sein: Das Hauptmittel, welches man kannte, um Dämpfe zu erzeugen, war die Anwendung von Wärme; da man ferner bei der Erhitzung fester Körper stets Auftreten von Licht wahrnahm, da man den galvanischen Lichtbogen gleichzeitig als Quelle hoher Temperatur kannte, da man endlich wusste, dass auch die electrischen Entladungen mit Erzeugung von Wärme verbunden sind, so nahm man früher allgemein an, dass alle drei genannten Methoden einfach durch Temperatursteigerung wirkten, dass das Leuchten stets mit hoher Temperatur verbunden sei.[1]) Erst in neuerer Zeit ist man darauf aufmerksam geworden, dass diese Auffassung nicht richtig sei, sondern dass wir uns Licht ohne Wärme entstanden denken können, und es ist ein wesentliches Verdienst von E. Wiedemann, diesen Standpunkt in zahlreichen Schriften vertreten und in einigen Fällen als richtig bewiesen zu haben. Allmählich hat man immer mehr Fälle, in denen Licht ausgesandt wird, nicht auf Rechnung der Wärme schreiben zu müssen geglaubt, und ist schliesslich gar so weit gegangen, bei Dämpfen und Gasen die Hervorbringung von Licht, welches ein characteristisches Spectrum giebt, durch Wärme für unmöglich zu erklären. Auf alle diese Betrachtungen und die zu ihrer Stütze angestellten Versuche soll in diesem Kapitel nicht eingegangen werden, sondern wir wollen ausschliesslich vom practischen Standpunkt der Erfahrung aus die spectroscopischen Methoden der Lichterzeugung besprechen.

ERSTER ABSCHNITT.

Die Flammen.

129. Flammen sind naturgemäss die zuerst benutzten Hülfsmittel der Spectroscopie gewesen, an ihnen sind zuerst discontinuirliche Spectra beobachtet worden, mochten sie nun rein verbrennende Kohlenstoffverbindungen oder irgendwie eingeführte Salze enthalten. In der ersten Zeit wurde fast ausschliesslich die Alkoholflamme verwandt, wie in dem historischen Ueberblick ausführlich angegeben ist. Erst später führten Talbot und Brewster die Knallgasflamme ein. Dann aber traten die Flammen gegenüber der Electricität überhaupt in den Hintergrund, was zum Theil darin seine Erklärung finden mag, dass man bei den Flammen stets das Spectrum der Flamme selbst mit in Kauf nehmen musste und sich so das zu untersuchende Spectrum stark verunreinigte. Erst als Bunsen[2]) im Jahre 1857 die Wissenschaft mit seinem bekannten Brenner beschenkt hatte, welcher gleichzeitig die Temperatur steigerte und die Flamme entleuchtete, d. h. für practische Zwecke frei von

1) Eine Ausnahme machten natürlich die Erscheinungen der Fluorescenz und Phosphorescenz. Uebrigens fasst auch schon Kirchhoff die Möglichkeit von Strahlungserscheinungen ohne Temperatursteigerung ins Auge, und bemerkt, dass für solche sein Satz nicht gelte.

2) R. Bunsen und H. Roscoe, Photometrische Untersuchungen. Pogg. Ann. 100. p. 43—88 (1857). Siehe p. 85.

einem eigenen Spectrum machte, kam wieder die Flamme zu überwiegender Anwendung. In allerneuester Zeit ist wegen der höheren Temperatur wieder die Wasserstoff-Sauerstoff-Flamme mehr benutzt worden, namentlich von Hartley.

130. In ihrer ersten spectroscopischen Abhandlung berichten Kirchhoff und Bunsen[1]), dass sie dieselben Salze in sehr verschiedene Flammen eingeführt haben, um durch Variirung der Temperatur deren Einfluss auf die Spectra zu erforschen. Sie nennen die Flammen des Schwefels, des Schwefelkohlenstoffs, des wasserhaltigen Alkohols, des Bunsenbrenners, des Kohlenoxyds, des Wasserstoffs und des Knallgases. Die Temperaturen, welche in diesen und anderen Flammen herrschen, sind vielfach untersucht worden, aber bis auf die neueste Zeit mit erheblich falschen Resultaten. Der erste mir bekannte Versuch einer Bestimmung von Verbrennungstemperaturen rührt von Davy[2]) her: in eine U-förmig gebogene, am einen Ende geschlossene Röhre brachte er ein Theil Cyan und zwei Theile Sauerstoff, die sich am geschlossenen Ende befanden, während der Rest der Röhre mit Wasser gefüllt war. Durch einen Funken wurde das Gasgemisch zur Explosion gebracht; die dabei herausgeschleuderte Wassermenge zeigte, dass das Gas im Moment der Explosion etwa das 15-fache Volumen eingenommen hatte, woraus sich eine Temperatur von etwa 2800° C. berechnet. — Kirchhoff und Bunsen suchen die Temperaturen der oben genannten Flammen aus der Menge der verbrannten Substanzen, ihren Verbrennungswärmen, der Masse und specifischen Wärme der Verbrennungsproducte zu berechnen. Sie geben als Resultat folgende Temperaturen an: Schwefel 1820, Schwefelkohlenstoff 2195, Alkohol 2350, Bunsenbrenner 2350[3]), Kohlenoxyd 3042, Wasserstoff 3259, Knallgas 8061. Es ist klar, dass diese Berechnung nicht mehr geben kann, als höchstens eine obere Grenze der Temperatur, und so suchte bald darauf Bunsen[4]) eine experimentelle Bestimmung zu erhalten mit einer Verbesserung der Davyschen Methode: er misst nicht die Volumzunahme bei constantem Druck, welche im Moment der Explosion eintritt, sondern hält das Volumen constant und misst die eintretende Druckerhöhung. Die Gasgemische werden dazu in ein Glasgefäss eingeschlossen, dessen Deckel durch einen messbaren Druck festgehalten wird, und der Druck wird so regulirt, dass die Explosion gerade im Stande ist, den Deckel zu heben. Bunsen fand so, dass CO mit dem nöthigen Quantum O gemischt 3033° ergebe, mit dem nöthigen Quantum Luft 1997°; Wasserstoff in den gleichen Fällen 2844° oder 2024°. Bei der Berechnung der Versuche hat Bunsen eine Anzahl von Hypothesen machen müssen, die zu falschen Resultaten geführt haben: er nimmt an, die ganze Gasmasse verbrenne gleichzeitig, so dass in einem Moment die Temperatur überall die gleiche und der

1) G. Kirchhoff und R. Bunsen, Chemische Analyse durch Spectralbeobachtungen. Pogg. Ann. 110. p. 161—189 (1860).

2) Sir H. Davy, Some researches on flame. Phil. Trans. 1817. p. 45—76.

3) Siehe R. Bunsen, Ann. d. Chem. u. Pharm. 111. p. 257—276 (1859).

4) R. Bunsen, Ueber die Temperaturen der Flammen des Kohlenoxyds und Wasserstoffs. Pogg. Ann. 131. p. 161—179 (1867).

Druck ein Maximum ist; ferner nimmt er zur Berechnung die specifische Wärme als constant an.

131. Gegen Bunsens erste Berechnung erheben Silliman und Wurtz[1]) den Einwand, dass Bunsen die Verdampfungswärme des Wassers ausser Acht gelassen habe. Bei Berücksichtigung derselben werde die Temperatur bei H-O-Verbrennung 6851° statt 8061°. Wenn aber Wasserstoff in Luft verbrenne, werde diese Temperatur nie erreicht, weil der Stickstoff der Luft mit erwärmt werden müsse; dadurch sinke obige Temperatur auf 2744°; ebenso erhalte man bei Verbrennung von CO in Luft 2996°, für Sumpfgas 2414°, für Elayl 2743°. Watts[2]) critisirt wieder diese Arbeit und findet für H-O-Verbrennung ohne Berücksichtigung des Stickstoffs 6743°. Aber er bemerkt mit Recht, dass alle diese Berechnungen sehr wenig Werth haben, da sie mit den experimentell erhaltenen gar nicht übereinstimmen. Er giebt folgende Tabelle:

Temperatur	berechnet	gefunden
H in Luft verbrennend	2701	2024
H in O verbrennend	6743	2844
CO in Luft verbrennend	2996	1997
CO in O verbrennend	7067	3033
Cy in Luft verbrennend	3519	3297
Cy in O verbrennend	10557	—

Vicaire[3]) klärt diese grossen Differenzen auf, indem er auf die von St. Claire Deville entdeckte Dissociation hinweist. Es verbrennt nur ein Theil des Gasgemisches, bis die Temperatur so hoch gestiegen ist, dass die bei weiterer Verbrennung eintretende Temperatursteigerung durch den Wärmeverbrauch in Folge von Dissociation gerade ausgeglichen wird. Diese Thatsache hatte auch Bunsen bei seinen Versuchen gefunden, aber falsche Schlüsse gezogen, auf die wir hier nicht eingehen wollen. Vicaire critisirt diese Schlüsse, sucht aus Bunsens Beobachtungen die Temperaturen genauer zu berechnen, kommt aber zu nicht erheblich anderen Zahlen. Endlich weist Berthelot[4]) auf den Fehler hin, der durch die von Bunsen angenommene Constanz der specifischen Wärme entstehe. Die Bunsenschen Versuche gestatteten die wirkliche Temperatur nicht zu berechnen, wohl aber könne man daraus Grenzen ableiten. So findet er z. B. für die Verbrennung von Knallgas aus zwei Versuchen Bunsens die Temperaturgrenzen 3809° und 2449°, resp. 3718° und 2389°, für die Verbrennung von H mit Luft 2126° und 1715°.

1) B. Silliman and H. Wurtz, Investigation of flame-temperatures, in their relations to composition and luminosity. Phil. Mag. (4) **39**. p. 290—298 (1870).

2) W. M. Watts, Note on the temperature and heating powers of flame. Phil. Mag. (4) **39**. p. 337—338 (1870).

3) E. Vicaire, Mémoire sur la température des flammes et la dissociation. Ann. chim. et phys. (4) **19**. p. 118—158 (1870).

4) M. Berthelot, Sur les températures de combustion. Ann. chim. et phys. (5) **12**. p. 302—310 (1877).

132. Einen ganz anderen, aber noch viel problematischeren Weg schlägt Crova[1]) ein. Unter der Voraussetzung, dass das Strahlungsgesetz durch eine Exponentialformel dargestellt werden kann, wie es von Dulong und Petit oder E. Becquerel geschehen ist, gilt folgendes: Seien J und J′ die Intensitäten für dieselbe Wellenlänge λ zweier Lichtquellen von der unbekannten Temperatur x und der bekannten Temperatur t, ebenso J_1 und J'_1 die Intensitäten für eine zweite Wellenlänge λ_1, so ist

$$J = C\,(a^{x-t_0} - 1),\ J' = C'\,(a^{t-t'_0} - 1),\ J_1 = C\,(a'^{x-t_0} - 1),\ J'_1 = C'\,(a'^{t-t'_0} - 1),$$

wo t_0 und t'_0 die Temperaturen sind, bei welchen λ und λ_1 anfangen, sichtbar zu werden. Es folgt:

$$\frac{J}{J'} = \frac{C}{C'}\,\frac{a^{x-t_0} - 1}{a^{t-t_0} - 1},\quad \frac{J_1}{J_1'} = \frac{C}{C'}\,\frac{a'^{x-t_0} - 1}{a'^{t-t_0} - 1},\quad \text{also}\quad \frac{J J'_1}{J' J_1} = \frac{a^{x-t_0} - 1}{a^{t-t_0} - 1} \cdot \frac{a'^{t-t'_0} - 1}{a'^{x-t'_0} - 1},$$

Aus dieser Gleichung kann man x berechnen, wenn die Constanten a, a′, t, t′ bekannt sind. Crova ermittelt sie durch Beobachtung der Emission eines Porcellangefässes, welches gleichzeitig als Luftthermometer benutzt wird, und misst photometrisch die Intensitäten für die Wellenlängen 676 und 523. Er findet als Temperaturen für rothglühendes Platin 524°, für weissglühendes 810°, für eine Moderateurlampe 1000°, für eine Argandlampe 1162°, für Kalklicht (Leuchtgas und Sauerstoff) 1373°, für electrisches Licht 3060°, für die Sonne 4049°. — Die grossen Bedenken gegen diese Bestimmungen beruhen darauf, dass Gesetze für die Gesammtstrahlung eines festen Körpers auf die Emission einzelner Wellenlängen von Flammen angewandt werden; über den Zusammenhang zwischen Temperatur und Strahlung für Flammen, d. h. Gase, wissen wir aber noch gar nichts. Man kann freilich einwenden, dass das Leuchten unserer Flammen zum grössten Theil von den in der Flamme vorhandenen festen Theilchen herrühre, und man daher die Strahlungsgesetze fester Körper ohne weiteres auf sie übertragen könne; aber wir wissen eben nicht, wie weit eine Vernachlässigung der eigentlichen Gasstrahlung erlaubt ist. Dazu kommt noch, dass die aus mässigen Temperaturgrenzen bestimmten Gesetze von Dulong und Petit oder Becquerel weit extrapolirt werden müssen, wo sie zweifellos nicht mehr gelten.

133. Der erste, welcher eine brauchbare Methode benutzte, war Becquerel[2]): ein Thermoelement aus verschieden dicken Drähten von Platin wurde in verschiedene Stellen einer Flamme eingesenkt, und die electromotorische Kraft gemessen. Da aber der Zusammenhang zwischen Temperatur und electromotorischer Kraft nur bis zu 300° experimentell ermittelt war,

1) A. Crova, Étude spectrométrique de quelques sources lumineuses. C. R. **87**. p. 322—325 (1878). — Sur la mésure spectrométrique des hautes températures. C. R. **87**. p. 979—981 (1878). — Étude de l'énergie des radiations émises par les sources calorifiques et lumineuses. J. de Phys. **7**. p. 357—363 (1878). — Mésure spectrométrique des hautes températures. C. R. **90**. p. 252—254 (1880). Étude des radiations émises par les corps incandescants. Mésure optique des hautes températures. Ann. chim. et phys. (5) **19**. p. 472—550 (1880).

2) E. Becquerel, Traité d'électricité et de magnetisme. Paris 1855 bei Didot frères. p. 167 u. 168.

darüber hinaus Proportionalität beider Grössen angenommen und bis 1350° extrapolirt wurde, so können die gewonnenen Zahlen wenig Bedeutung haben.

Dieselbe Methode verwandte in umfangreicher Weise Rossetti[1]). Sein Thermoelement bestand aus Eisen und Platin, welche zusammengedreht und in Kaolin eingebettet waren, während sich die weiteren Drähte in Porcellan-Röhren befanden. Das Element wird geaicht, indem es in einen Kupferblock geschoben wird, dessen Temperatur dann calorimetrisch ermittelt wird; freilich ist die specifische Wärme des Kupfers nur bis 247° bestimmt, darüber wird extrapolirt. Auch abgesehen von diesem Fehler müssen die Versuche von Rossetti zu viel zu kleinen Temperaturen führen, weil er stets nur die äusserste Spitze seines Elementes in die zu messende Flamme bringt, um nicht, wie er ausdrücklich hervorhebt, durch Erwärmung eines grösseren Stückes des Thermoelementes den Widerstand erheblich zu ändern. Wie aus den neuesten Versuchen hervorgeht, wird man daher alle seine Zahlenangaben um einige hundert Grad zu erhöhen haben. In der nichtleuchtenden Bunsenflamme unterscheidet Rossetti 4 Theile, die von aussen nach innen folgen: eine dünne bläuliche Schicht, eine dickere violette, eine dünne himmelblaue, den dunklen Conus als Kern der Flamme. Für diese Theile findet er die Temperaturen: 1350°, 1250°, 1200°, 250°—400° je nach der Höhe der Flamme. In der leuchtenden Bunsenflamme sieht er drei Theile: den dunklen Kern, die leuchtende Flamme, eine dünne blaue Schicht unten an der Flamme; deren Temperaturen seien: 280°, 1050°, 1300°. Dann macht er zahlreiche Angaben über den Einfluss der Beimischung von CO_2, Luft oder N: in jedem dieser Fälle wird die Temperatur heruntergesetzt. — In einer Stearinkerze sind unten in der blauen Schicht 770°, höher in der Mitte 840°, aussen 940°, an der Spitze noch etwas mehr. — In der Locatellischen Lampe erhält er von unten nach oben 525° bis 920°. — Eine Alkoholflamme habe unten 900°, ganz an der Spitze 1180°; die Petroleumlampe mit Cylinder zeige im leuchtenden Theil 1030°, ohne Cylinder 780° bis 1290°. — Für die Temperatur des Kalklichts giebt Rossetti[2]) 2400° an. — Alle diese Zahlen sind, wie schon bemerkt, zweifellos absolut genommen sehr falsch, werden aber relativ zu einander ziemlich gut und daher brauchbar sein, sobald man für eine Flamme die richtige Temperatur kennt.

134. Solche Bestimmungen sind nun in neuester Zeit für die nichtleuchtende Bunsenflamme gemacht worden und haben übereinstimmend zu einer Temperatur von etwa 1800° für die heisseste Stelle geführt. Die erste Abhandlung ist von Waggener[3]). Er geht von der Ueberlegung aus, dass die thermoelectrischen Bestimmungen dadurch zu niedrig ausfallen müssen, dass

1) F. Rossetti, Sulla temperatura delle fiamme. Nuovo Cimento (3) **2**. p. 126—136 (1877) und ibid. (3) **4**. p. 71—79 (1878).

2) F. Rossetti, Sulla temperatura del sole. Nuovo Cimento (3) **3**. p. 238—256 (1878), auch Ann. chim. et phys. (5) **17**. p. 177—229 (1879).

3) W. J. Waggener, Ueber die Messung von Flammentemperaturen durch Thermoelemente, insbesondere über die Temperatur im Bunsenschen Blaubrenner. Wied. Ann. **58**. p. 579 — 594 (1896).

die Drähte fortdauernd Wärme ableiten, die Löthstelle daher nicht die Temperatur der Flammenstelle annimmt. Der Fehler kann auf zwei Arten verkleinert werden, entweder, indem man unendlich dünne Drähte nimmt, oder indem man ein längeres Stück der Drähte erhitzt. Practisch wird das Erste erreicht, indem man mit verschieden dicken Drähten von Platin und Platin-Rhodium die Temperatur misst und daraus berechnet, was sich für unendlich dünne finden würde, das Zweite, indem man die Drähte zu Kreisen biegt, welche ganz in die betreffende Schicht der Flamme gebracht werden. Berkenbusch[1]) stellt dieselben Ueberlegungen an, und umgeht den Fehler des Wärmeabflusses, indem er dem Draht des Thermoelementes von aussen Wärme zuführt durch einen electrischen Strom.[2])

Es sei schliesslich noch auf eine Flamme von ganz besonders niedriger Temperatur hingewiesen: wenn man Schwefelkohlenstoff in eine offene Schale giesst, so kann man den sich entwickelnden Dampf mit einem noch nicht einmal rothglühenden Drahte anzünden. Die deutlich sichtbare Flamme hat eine Temperatur von nur 149° nach Frankland, von weniger als 150° nach Pringsheim[3]), man kann ruhig den Finger längere Zeit hineinhalten. Dibbits[4]) giebt an, das Spectrum dieser Flamme sei continuirlich, besonders hell im Grün und Blau, auch zeige sich schwach die Natriumlinie. Nach Pringsheim dagegen sind die Natriumlinien nicht sichtbar, sondern werden es erst, wenn die Temperatur der Flamme bis zu 1300° gesteigert wird. Er nimmt dabei zum Verbrennen ein Gemisch von Luft und Schwefelkohlenstoffdampf.

135. Nachdem so ein kurzer Ueberblick über unsere Kenntnisse von der Temperatur der Flammen gegeben ist, wollen wir die Vorgänge in der Flamme und die Entstehung des Lichtes in ihnen in aller Kürze besprechen, wobei wir uns aber im wesentlichen auf den Bunsenschen Brenner wegen seiner hervorragenden Bedeutung für die Spectroscopie beschränken wollen. Davy[5]) dachte sich, in die Flammen dringe von aussen der Sauerstoff der Luft mehr oder weniger tief ein, es entstehe ein explosibles Gemisch, bei der Verbrennung werde zuerst der Wasserstoff den Verbindungen entzogen, schliesslich auch ein Theil des Kohlenstoffs in CO_2 übergeführt, aber ein Theil des Kohlenstoffes bleibe in Form eines feinen Staubes in der Flamme schweben

1) F. Berkenbusch, Zur Messung von Flammentemperaturen, insbesondere über die Temperatur der Bunsenflamme. Wied. Ann. **67**. p. 649—667 (1899).

2) Auch Mc Cral misst mit einem Thermoelement von Platin und Platin-Rhodium, aber ohne Correcturen für den Wärmeverlust anzubringen. Er findet für eine Alkoholflamme 1488°, für die blaue Spitze einer Bunsenflamme 1542°, für die heisseste Stelle 1725° [Wied. Ann. **55**. p. 95—99 (1895)].

3) E. Pringsheim, Das Kirchhoff'sche Gesetz und die Strahlung der Gase. Wied. Ann. **49**. p. 347—365 (1893). Siehe auch: H. B. Dixon and E. J. Russel, On the combustion of carbon disulphide. Chem. News. **79**. p. 234 (1899).

4) H. C. Dibbits, Ueber die Spectra der Flammen einiger Gase. Pogg. Ann. **122**. p. 497—545 (1864).

5) Sir H. Davy, Further experiments on the combustion of explosive mixtures confined by wire gauze, with some observations on flame. Philos. Trans. 1816. p. 115—119. Some researches on flamme, ibid. 1817. p. 45—76 und 77—85.

und sende bei der hohen Temperatur der Flamme das Licht aus. Davy machte gleichzeitig Versuche über den Einfluss des Druckes auf Flammen und fand, dass bei abnehmendem Druck die Flammen lichtschwächer werden, schliesslich ausgehen, bei stärkerem Druck hingegen heller werden; die von der Flamme entwickelte Wärmemenge aber änderte sich mit dem Drucke viel weniger, als das Licht. — Gegen diese Anschauungen wurden von zwei Seiten Einwendungen gemacht: Kersten[1]) behauptete auf Grund von Explosionsversuchen mit Kohlenwasserstoffen und Knallgas oder Luft, dass nicht der Wasserstoff zuerst zu Wasser verbrannt werde, sondern der Kohlenstoff zu Kohlenoxyd. Daher trete im Bunsenschen Brenner Entleuchtung ein, weil genügender Sauerstoff zur Verbrennung allen Kohlenstoffs zugegen sei. Frankland[2]) untersuchte genauer den Einfluss des Druckes; er fand, dass alle Flammen, auch solche, welche weder festen Kohlenstoff noch sonst feste Partikeln enthalten könnten, unter Druck hell leuchtend werden. Wasserstoff in Sauerstoff von 12 Atmosphären brennend giebt z. B. eine ganz helle Flamme und zeigt ein continuirliches Spectrum. Frankland bestreitet daher, dass in den Kohlenwasserstoffflammen fester Kohlenstoff zum Leuchten nothwendig sei, sondern Licht werde auch von dichten Kohlenwasserstoffen selbst ausgesandt und es sei um so heller, je dichter das betreffende Gas sei. St. Claire Deville[3]) bestätigt die Zunahme des Lichtes mit dem Druck, will dies aber so erklären: bei zunehmendem Drucke nehme die Dissociation der durch die Verbrennung entstehenden Verbrennungsproducte ab, es trete daher vollständigere Verbrennung und damit höhere Temperatur ein. Mit gesteigerter Temperatur aber sei Verbreiterung der Spectrallinien verbunden und damit wachsende Lichtemission. Dieser letzte Schluss ist offenbar ganz falsch. Cailletet[4]) bestätigt experimentell den Schluss von Deville, dass mit dem Druck die Temperatur steige, und damit auch die Emission: eine Kerze wird heller unter zunehmendem Druck, fängt aber dann an zu russen, weil bei der höheren Temperatur die Kohlenwasserstoffe zerfallen; eine Alkoholflamme wird bei 12 Atm. so hell, wie eine gewöhnliche Kerze. Dass es sich wirklich um höhere Temperatur und damit verbundene Emission kürzerer Wellen handelt, zeigt die Thatsache, dass die Flammen unter Druck viel stärker Phosphorescenz erregen.

---

1) O. Kersten, Ueber die Natur des Leuchtens der Flamme. J. f. pract. Chem. **84**. p. 290—317 (1861).

2) E. Frankland, On the influence of atmospheric pressure upon some of the phenomena of combustion. Phil. Trans. **151**, II. p. 629—653 (1861). Siehe auch Frankland's weitere Abhandlungen: On combustion in rarefid air. Proc. Roy. Soc. **11**. p. 137—140 (1860) — On the combustion of hydrogen and carbonic oxide in oxygen under great pressure, Proc. Roy. Soc. **16**. p. 419—422 (1868), auch Phil. Mag. (4) **36**. p. 309—311 (1868). — On the source of light in luminous flame. Proc. Roy. Instit. **5**. p. 419—423 (1868).

3) Sainte-Claire Deville, De la température des flammes et de ses relations avec la pression. C. R. **67**. p. 1089—1095 (1868).

4) L. Cailletet, Influence de la pression sur la combustion. Ann. chim. et phys. (5) **6**. p. 429—432 (1875).

Knapp[1]) fand, dass nicht nur durch Beifügung von Sauerstoff zum Leuchtgas, sondern auch durch Stickstoff oder Kohlensäure die Bunsenflamme entleuchtet werde. Eine Erklärung dafür sieht er entweder in der abkühlenden Wirkung der zugefügten unverbrennlichen Gase, oder in der durch sie bewirkten Verdünnung des brennbaren Gemisches, welche den Zutritt von Sauerstoff, daher die völlige Verbrennung erleichtern sollte. Stein[2]) vertritt die letztere Erklärung, ebenso Blochmann[3]), der sich die Constitution der Bunsenflamme folgendermaassen denkt: der dunkle Kegel sei ein Gemisch von Gas und Luft; nach aussen gehend gelange man in eine Verbrennungszone, dann in eine Schicht, in welcher sich kein Sauerstoff befindet, sondern nur Verbrennungs- und Zersetzungsproducte des Gases, endlich aussen abermals in eine Schicht, in welcher Verbrennung durch den von aussen zutretenden Sauerstoff stattfindet. Wibel[4]) fand, dass wenn man die Brennerröhre einer entleuchteten Flamme erhitzt und so die Temperatur der Flamme steigere, die Flamme wieder leuchtend werde. Er sieht darin einen Beweis dafür, dass nur der kühlende Einfluss der zugesetzten Gase in Betracht komme. In mehreren umfangreichen Abhandlungen wendet sich Heumann[5]) dagegen; schon, dass die nichtleuchtende Bunsenflamme höhere Temperatur habe, als die leuchtende, spreche gegen die allgemeine Gültigkeit der Wibelschen Erklärung; das Wieder-leuchtend-werden beim Erhitzen des Rohres erklärt er für eine Folge von stärkerer Zersetzung der Kohlenwasserstoffe bei der höheren Temperatur und daraus folgende Anwesenheit von mehr Kohletheilchen. Man kann nicht sagen, dass es Heumann gelungen wäre, die Erscheinungen des Leuchtens oder Nichtleuchtens aufzuklären, auch nicht in einer noch späteren Arbeit[6]); dagegen bringt er neue Beweise für die Anwesenheit fester Kohletheilchen in den leuchtenden Flammen. Schon Kersten hatte gezeigt, dass wenn man Chlor oder Brom in die nichtleuchtende Flamme leitet, sie sofort leuchtend wird, da diese Gase den Wasserstoff an sich reissen und so Kohle ausscheiden; Heumann wiederholt diese Versuche, und fügt noch Brom als wirksam hinzu. Auch macht er einige Versuche über die Ausscheidung des Russes aus Flammen an hineingehaltenen kalten Gegenständen; dabei scheidet

---

1) K. Knapp, Zur Theorie der Flamme. J. f. prakt. Chemie (2) **1**. p. 428—429 (1870).

2) H. W. Stein, Ueber die Ursache des Leuchtens der Flammen. J. f. prakt. Chemie (2) **8**. p. 401—408 (1874). Ueber die Entleuchtung der Flammen durch Stickstoff und andere Gase. Ibid. **9**. p. 383—384 (1874).

3) R. Blochmannn, Ueber die Vorgänge im Innern der nichtleuchtenden Flamme des Bunsen'schen Brenners. Liebig's Ann. der Chem. u. Pharm. **168**. p. 295—358 (1873).

4) F. Wibel, Die Ursache des Leuchtens und Nichtleuchtens kohlenstoffhaltiger Flammen. Ber. Chem. Ges. **8**. p. 226—230 (1875).

5) K. Heumann, Beiträge zur Theorie leuchtender Flammen. Liebig's Ann. d. Chem. u. Pharm. **181**. p. 129—153 (1876); **182**. p. 1—29 (1876); **183**. p. 102—141 (1876); **184**. p. 206—254 (1877).

6) K. Heumann, Die entleuchtende Wirkung der Luft in der Flamme des Bunsen'schen Brenners. Ber. Chem. Ges. **14**. p. 1250—1253 (1881); siehe auch R. Blochmann, Liebig's Ann. d. Chem. u. Pharm. **207**. p. 167—193 (1881).

sich der Russ nur an der Unterseite des Körpers ab, ein Zeichen, dass er durch einen aufsteigenden Strom mit geführt, nicht aber erst am kalten Körper gebildet wird. — Einen weiteren Beweis für die Anwesenheit von Kohletheilchen in den leuchtenden Gasflammen liefert die zuerst von Soret[1]) gefundene Thatsache, dass sie Sonnenlicht reflectiren können, und dass dieses Licht polarisirt ist, wie es der Reflexion an einem festen Körper entspricht. Heumann[2]) fügt noch hinzu, dass die Flammen auch Schatten werfen. Mees[3]) bestätigt die Versuche Sorets, Burch[4]) sieht sogar in dem reflectirten Sonnenlichte die Fraunhoferschen Linien; die Reflexion verschwindet aber bei allen Flammen, welche keine festen Theilchen enthalten[5]).

Somit dürfte diese eine Streitfrage definitiv entschieden sein: die Hauptmenge des von unseren leuchtenden Flammen ausgesandten Lichtes stammt von glühender fester Kohle.[6]) Wie wenig aber sonst über die Vorgänge in den Kohlenwasserstoffflammen sicher ist, trotz zahlreicher Arbeiten, die hier nicht genannt sind, zeigen recht deutlich zwei neuere Veröffentlichungen: Lewes[7]) sagt, in der Flamme verbrenne zuerst Wasserstoff, wodurch die Temperatur unten auf 500°, höher oben auf 1000° steige; dabei werde zunächst Acetylen gebildet, welches sich bei 1000° in Benzol, Naphtalin, Diphenyl und andere complicirtere Verbindungen polymerisirt. Wenn aber die Temperatur noch höher steige, wie in unseren Leuchtflammen, so zerfallen alle diese Verbindungen in C und H, und ersteres leuchte nun durch Glühen. — Smithells[8]) dagegen meint, in den Flammen verbrenne zuerst die Kohle, und zwar $^2/_3$ zu CO_2, $^1/_3$ zu CO, während vom Wasserstoff weniger als $^2/_3$ verbrannt sei. CO und H verbrennen erst im äusseren Conus vollständig.

136. Es sei hier noch eine wichtige allgemeine Eigenschaft der Flammen besprochen, ihre grosse Durchsichtigkeit, wodurch bewirkt wird, dass man durch Anwendung dickerer Flammen oder mehrerer hinter einander wesent-

---

1) J. L. Soret, Sur quelques phénomènes de polarisation par diffusion de la lumière. Arch. sc. phys. et nat. **48**. p. 231—241 (1873); Sur la polarisation par diffusion de la lumière. ibid. **50**. p. 243—268 (1874).

2) K. Heumann, Beiträge zur Theorie leuchtender Flammen. Liebig's Ann. d. Chem. u. Pharm. **184**. p. 206—254 (1877).

3) R. A. Mees, Onderzoekingen omtrent de theorie der vlammen. Versl. en Meded. d. K. Acad. v. Wet. Amsterdam, (2) **10**. p. 46—75 (1876).

4) G. J. Burch, Some experiments on flame. Nat. **31**. p. 272—274 (1885).

5) Auch Stokes bestätigte Soret's Ergebnisse. Nat. **45**. p. 133—134 (1891).

6) De Franchis, Sulla luminosità delle fiamme. Atti Accad. dei Lincei. Ser. IV, Rendiconti (2) **1**. p. 488—492, 609—612 (1886) behauptet freilich wieder, zwischen den chemischen Vorgängen in den leuchtenden und nichtleuchtenden Flammen sei kein Unterschied vorhanden, nur die Temperatur sei verschieden, und daher würden andere Wellenlängen emittirt. Diese Ansicht ist natürlich ganz unhaltbar.

7) V. B. Lewes, On the luminosity of hydrocarbon flames. J. chem. Soc. **61**. p. 322—339 (1892), auch Rep. Brit. Ass. 1892. p. 674 und Chem. News **66**. p. 99—101 (1892).

8) A. Smithells, Experiments on flame. Rep. Brit. Ass. 1892. p. 674—675, und: Flame. Nat. **49**. p. 86—92 (1893). Siehe auch A. Smithells and Fr. Dent, The structure and chemistry of the cyanogen flame. J. chem. soc. **65**. p. 603—610 (1894).

lich stärkere Strahlung erhalten kann. Diese Thatsache war lange bekannt[1]), aber Messungen über die Durchsichtigkeit oder die Absorption sind erst von Gouy und von Rossetti angestellt worden. Nennen wir J das Strahlungsvermögen, a den Absorptionscoefficient der Dickeneinheit oder Masseneinheit eines strahlenden Gases, welches sich in einem Cylinder vom Querschnitt 1 befinde. Dann strahlt die vorderste ∞ dünne Schicht dm die Menge Jdm, die dahinter liegende zweite Schicht: $J(1-a)^{dm}\,dm$, die dritte: $J(1-a)^{2dm}\,dm$. Eine Schicht von der Dicke oder Masse m strahlt daher:

$$J_m = \int_0^m J(1-a)^m\,dm = J\,\frac{1-(1-a)^m}{-\log\text{nat}\,(1-a)}$$

oder, wenn man den Durchlässigkeitscoefficienten (1—a) des Gases k nennt:

$$J_m = J\,\frac{1-k^m}{-\log\text{nat}\,k}.$$

Ist a sehr klein, so wird dies: $J_m = J.\,m$, d. h. die Strahlung ist proportional der ganzen strahlenden Dicke oder Masse; andernfalls aber erreichen wir einen Grenzwerth $J_\infty = \frac{J}{-\log\text{nat}\,k}$, um so eher, je grösser a, also je kleiner k ist.[2])

Gouy[3]) misst mit dem Spectralphotometer für verschiedene Wellenlängen die Helligkeit einer oder zweier hinter einander gesetzter Flammen, die entweder leuchtende, oder namentlich mit Salzen gefärbte Flammen waren. Nennen wir i die Intensität einer Flamme, i' die beider, so ist $i' = i + i\,(1-a)$, also $\frac{i'}{i} = 2 - a = c$. Die Versuche ergeben, dass c=2, d. h. a nahezu =0 ist für den continuirlichen Grund des Spectrums und für Banden, dagegen sich ganz anders verhält für die Linien des Spectrums: für sie ist bei sehr geringer Färbung der Flamme c=2, nimmt mit wachsender Intensität ab, erreicht ein Minimum, welches zwischen 1.47 und 1.28 für verschiedene Linien liegt, dann nach einer geringen Zunahme dauernd abnimmt mit wachsender Intensität oder auch constant bleibt.

Rossetti[2]) misst mit der Thermosäule die gesammte Strahlung von leuchtenden und nichtleuchtenden Bunsenflammen; eine nichtleuchtende Flamme von 1 cm Dicke lässt von einer gleichen Flamme 87% durch, absorbirt 13%,

1) Siehe z. B. Hankel, Ber. Sächs. G. d. W. 1871. p. 307—308. G. A. Hirn, Mémoire sur les propriétés optiques de la flamme des corps en combustion et sur la température du soleil. Ann. chim. et phys. (4) **30**. p. 319—351 (1873). Hirn leugnet hier, dass eine Flamme Schatten werfen oder polarisirtes Licht reflectiren könne. Ferner Allard, L'intensité et la portée des phares. Paris 1876.

2) Siehe F. Rossetti, Sul potere assorbente, sul potere emissivo termico delle fiamme. Nuovo Cim. (3) **7**. p. 138—156, 185—203 (1880), auch Ann. chim. et phys. (5) **18**. p. 457—495 (1879) und R. v. Helmholtz, Die Licht- und Wärmestrahlung verbrennender Gase. Berlin bei Simion 1860. p. 31—35.

3) Gouy, Sur la transparence des flammes colorées. C. R. **86**. p. 878—880 (1878), C. R. **86**. p. 1078—1080 (1878); Recherches photométriques sur les flammes colorées. Ann. chim. et phys. (5) **18**. p. 5—101 (1879).

4) F. Rossetti, C. R. **89**. p. 781—783 (1879) und Ann. chim. et phys. (5) **18**. p. 457—495 (1879).

eine leuchtende Flamme von 4 mm Dicke lässt 94% durch, absorbirt 6%. Er findet weiter, dass Flammen von weniger als 1 m Dicke sich schon wie unendlich dicke Schichten verhalten, d. h. gar nichts mehr durchlassen. Dabei ist die Strahlung der leuchtenden Flamme ungefähr dreimal so gross, wie die der nichtleuchtenden, und ebenso gross, wie die Strahlung eines schwarzen Körpers von 1188° nach den Versuchen von Rossetti; da er nun die Temperatur der Flamme etwa ebenso hoch gefunden hat, so bedeutet diese Uebereinstimmung, dass die Strahlung dem Kirchhoffschen Gesetze gehorcht: da die Absorption vollständig ist, die Flamme sich also wie ein absolut schwarzer Körper verhält, so muss auch seine Emission gleich der eines absolut schwarzen Körpers von derselben Temperatur sein. Dass schon sehr geringe Dicken genügen, um Flammen für die von ihnen emittirten Wellenlängen in Bezug auf Absorption und Emission wie absolut schwarze Körper erscheinen zu lassen, findet auch Paschen.[1])

Wegen der Durchsichtigkeit der Flammen gewinnt man bei Spectralbeobachtungen bedeutend an Helligkeit, wenn man nach einer möglichst dicken Flammenschicht blickt. Das ist wohl zuerst von Salet[2]) benutzt worden, der flache breite Flammen nimmt und sie von der schmalen Seite aus betrachtet. P. Smyth[3]) verwendet ebenso Gebläseflammen, die in die Verlängerung der Collimatoraxe gebracht werden; da sie dann vom Spalt weit abstehen müssen, um ihn nicht zu erhitzen, so wird mittelst einer Linse ein Bild auf dem Spalt entworfen. — Auch Kingdon[4]) empfiehlt, wenn das Licht zu schwach ist, einen spaltförmigen Brenner zu benutzen, und durch die Breite der Flamme zu sehen.

137. Nachdem wir so einige allgemeinere Eigenschaften der Flammen besprochen, wollen wir uns zu den einzelnen spectroscopisch benutzten Flammen wenden.

1. Die Alkoholflamme: sie war vor der Erfindung des entleuchteten Bunsenbrenners ausgezeichnet durch ihre geringe Helligkeit und daher schwaches continuirliches Spectrum, und wurde daher bei den ältesten Versuchen von Wheatstone, Herschel, Talbot u. a. fasst ausschliesslich benutzt. Sie zeigt für sich ein sehr schwaches Swansches Spectrum, d. h. das Bandenspectrum der Kohle, auf sehr schwachem continuirlichen Grund. Die zu untersuchenden Stoffe liessen sich ausser nach den bei allen Flammen üblichen Methoden auch so einführen, dass man sie im Alkohol löste, oder kleine Stückchen der Salze in den Docht steckte. Unter den noch heute benutzten Flammen ist sie, namentlich mit wässerigem Alkohol, wohl die wenigst heisse.

138. 2. Die Leuchtgasflamme. Sie ist die am meisten gebrauchte, seit

1) F. Paschen, Ueber die Emission der Gase, Wiedem. Ann. **51**. p. 9 (1894).

2) G. Salet, z. B. Ann. chim. et phys (4) **28**. p. 44.

3) C. P. Smyth, Roy. Scot. Soc. of Arts. **10**. p. 226—265 (1883); auch Chem. News **39**. p. 145—146, 166—168, 188—189 (1879).

4) F. Kingdon, On an improvement of the Bunsen burner for spectrum analysis. Chem. News **30**. p. 259—260 (1874).

Bunsen seinen Brenner einführte, der gestattet, die Flamme zu entleuchten, und uns so von dem starken continuirlichen Grunde und dem Kohlespectrum frei macht, der andernfalls die schwächeren Linien und Banden verdeckt. Das Licht der Flamme selbst zeigt nur am unteren Rande das Swansche Spectrum, wenn es auch in Wahrheit überall in der Flamme vorhanden ist, wie Eder[1]) nachwies, der auch die beste Photographie des Spectrums veröffentlichte.[2]) Die Spitze der Flamme giebt ferner stark die ultravioletten Banden des Wasserdampfes, was zuerst Liveing und Dewar[3]) fanden. Die Strahlung im Ultraroth ist am sorgfältigsten von Paschen[4]) untersucht, der hier Emission von Wasserdampf und CO_2 findet, wahrscheinlich Banden dieser Verbindungen. Als Brenner wird noch fast stets die ursprüngliche Form von Bunsen[5]) genommen, wenn auch einige kleine Aenderungen angebracht worden sind, wie beim Brenner von Wiesnegg, dem von Terquem[6]), von Teclu[7]), von Fletsher u. a.

Die Spectra, welche die Bunsenflamme giebt, sind im wesentlichen auf den sichtbaren Theil beschränkt. Eder und Valenta[8]) haben zwar nachgewiesen, dass bei sehr lange dauernden Expositionen auch im Ultraviolett Linien erscheinen, aber sie sind schwach verglichen mit den Bogenspectren, offenbar reicht die Temperatur der Flamme nicht aus, um kurze Wellen kräftig zu erregen.[9])

3. Die Wasserstoffflamme. Mit der entleuchteten Gasflamme theilt sie die wichtige Eigenschaft, fast lichtlos zu sein, wenigstens wenn sie bei Atmosphärendruck brennt, während sie bei höherem Druck nach den Versuchen von Frankland[10]), Liveing und Dewar[11]) hell leuchtend wird. Santini[12])

1) J. M. Eder, Ueber das sichtbare und das ultraviolette Emissionsspectrum schwachleuchtender verbrennender Kohlenwasserstoffe (Swan'sches Spectrum) und der Oxyhydrogenflamme (Wasserdampfspectrum). Wien. Denkschr. **57** (1890).

2) Eine gute Zeichnung des sichtbaren Theils findet sich bei Lecoq de Boisbaudran, Spectres lumineux, Tafel III. Paris 1874 bei Gauthier-Villars.

3) G. D. Liveing and Dewar, On the spectra of the compounds of carbon with hydrogen and nitrogen. Proc. Roy. Soc. **30**. p. 494—509 (1880); ibid. p. 580—582 (1880).

4) F. Paschen, Ueber die Emission der Gase. Wied. Ann. **51**. p. 1—39 (1894), Wied. Ann. **52**. p. 209—237 (1894).

5) R. Bunsen und H. Roscoe, Photometrische Untersuchungen. Pogg. Ann. **100**. p. 43—88 (1857). Siehe p. 85.

6) A. Terquem, Sur quelques modifications apportées à la construction de la lampe Bunsen et les lampes monochromatiques. C. R. **90**. p. 1484—1487 (1880).

7) N. Teclu, Ein neuer Laboratoriumbrenner. J. f. pract. Chem. (2) **45**. p. 281—286 (1892).

8) J. M. Eder und E. Valenta, Ueber den Verlauf der Bunsen'schen Flammenreactionen im ultravioletten Spectrum u. s. w. Wiener Denkschr. **60** (1893).

9) Vergleiche auch die analogen Untersuchungen von Denys Cochin: Sur les spectres des flammes de quelques métaux. C. R. **116**. p. 1055—1057 (1893).

10) E. Frankland, Proc. Roy. Soc. **16**. p. 419—422 (1868).

11) G. D. Liveing and J. Dewar, On the influence of pressure on the spectra of flames. Proc. Roy. Soc. **49**. p. 217—225 (1891). Die Verf. finden hier, die Helligkeit wachse etwa proportional dem Quadrat des Druckes.

12) S. Santini, Colorazione della fiamma d'idrogeno. Gazz. chim. Italiana **14**. p. 142—147, 274—276 (1884).

freilich behauptet, eine Wasserstoffflamme sei nicht farblos, selbst wenn sie aus einer Platinöffnung brennt, sondern wenn das Gas stark ausströme, könne die Flamme auch grün, blau oder violett brennen; er füllt weiter eine horizontal liegende Röhre mit Wasserstoff und zündet sie an der Mündung an. Er behauptet, der Inhalt brenne dann allmählich ab, und dabei erscheinen alle Spectralfarben an verschiedenen Stellen. Ich habe keinerlei Vermuthung, worauf diese falschen Angaben beruhen können. — Wenn das Gas unrein ist, können natürlich Färbungen auftreten.[1]) Das Spectrum der Wasserstoffflamme zeigt nur im Ultraviolett die Wasserbanden[2]) Plücker[3]) hatte angegeben, er habe in der Flamme auch die Linien des Wasserstoffs gesehen, ebenso theilt Secchi (Atti Accad. de Nuovi Lincei 25 p. 395—412 (1872) mit, Deville habe ihm geschrieben, brennender Wasserstoff gebe auch unter Druck von 3 Atm. ziemlich scharfe Linien; aber das ist zweifellos[4]) ein Irrthum gewesen, wohl hervorgerufen durch Verunreinigungen und ungenaue Messung. Unter höherem Druck zeigt die Flamme ein continuirliches Spectrum.[5])

140. 4. Die Knallgasflamme. Man kann entweder Leuchtgas mit Sauerstoff verbrennen, oder besser H und O, und erhält auf diese Weise die heisseste unter den gewöhnlich benutzten Flammen. Zur Lichterzeugung ist diese Flamme wohl zuerst von Drummond benutzt worden, dann haben Talbot und Brewster sie auch zu spectralen Zwecken verwandt, worin ihnen viele gefolgt sind. Besonders zu nennen ist Hartley[6]), der in neuester Zeit die grosse Brauchbarkeit der Knallgasflamme, namentlich in Verbindung mit photographischen Methoden, zu Zwecken der Analyse auf das schlagendste gezeigt hat. Die Spectra nähern sich sehr denen, welche man mit dem Bogenlicht erzeugen kann, sind aber frei von den im letzteren Fall so störenden Banden des Kohlebogens.

141. 5. Explosionen. Diese seien besonders erwähnt, obgleich sie ja nichts anderes sind, als Flammen. Schon Kirchhoff und Bunsen[7]) verwenden in einzelnen Fällen, um grössere Lichtstärke zu erreichen, das Verpuffen von Salzen mit Milchzucker. Später hat wieder Bombelon[8]) die Sätze, welche von den Feuerwerkern zu Leuchtkugeln gebraucht werden, empfohlen, und

1) Siehe Schlagdenhauffen et Pagel, Sur la flamme de l'hydrogène. C. R. **128**. p. 1170—1172 (1899).

2) Abbildungen siehe bei Eder, Wiener Denkschr. **57** (1890) und Liveing and Dewar, Philos. Trans. **179**, I. p. 27—42 (1888).

3) J. Plücker, Ueber recurrente Ströme und ihre Anwendung zur Darstellung von Gasspectren. Pogg. Ann. **116**. p. 27—54 (1862), siehe p. 48.

4) G. D. Liveing, Note on Plücker's supposed detection of the live-spectrum of hydrogen in the oxyhydrogen flame. Phil. Mag. (**5**) **34**. p. 371—375 (1892).

5) G. D. Liveing and Dewar, On the influence of pressure on the spectra of flames. Proc. Roy. Soc. **49**. p. 217—225 (1891). Die Verf. finden hier, die Helligkeit wachse etwa proportional dem Quadrat des Druckes.

6) Siehe namentlich: W. N. Hartley, Flame spectra at high temperatures. Phil. Trans. **185** A. p. 161—212 (1894).

7) G. Kirchhoff und R. Bunsen, Pogg. Ann. **110**. p. 161.

8) E. Bombelon, Pharmac. Ztg. **31**. p. 30.*

giebt für verschiedene Substanzen Vorschriften zur zweckmässigsten Mischung. Die Temperatur ist höher, als im Bunsenschen Brenner, die Spectra sollen sich daher mehr dem Funkenspectrum nähern. Auch Bourdréaux[1]) hebt wieder die Brauchbarkeit der Feuerwerkssätze hervor. — Liveing und Dewar[2]) bemerkten, dass beim Verpuffen von Knallgas im Eudiometer Linien des Na und anderer Stoffe auftreten, und haben die Erscheinung photographisch etwas weiter verfolgt. Sie lassen H und O oder CO und O in einem eisernen Rohr verpuffen, welches durch eine Quarzplatte verschlossen ist; 10 bis 12 Entzündungen genügen, um photographisch das Spectrum zu fixiren. In das Rohr werden entweder Salze oder Metalle in Spähnen oder Pulver hineingebracht, und viele von ihnen zeigen dann ihre Spectra ähnlich wie in der H-O-Flamme.[3]) Es treten nie Linien von kleinerer Wellenlänge als 3100 auf. Schon Spuren der Elemente geben kräftige Linien, die im allgemeinen viel breiter sind, als in der Flamme. Das Wasserspectrum ist kräftig, bei Anwesenheit von C auch der continuirliche Grund.

Es wäre hier noch zu erwähnen, dass Lohse[4]) das Spectrum explodirender Schiessbaumwolle beobachtet hat: es ist im Wesentlichen das Spectrum von Calcium, wie H. W. Vogel und Schöttner zeigten.

142. Die einfachste Vorrichtung zur Einführung der zu verdampfenden Körper in die Flammen ist von Bunsen[5]) angegeben: sie besteht aus einem Platindraht, an welchen vorn eine Schleife angebogen ist, während das andere Ende in eine Glasröhre eingeschmolzen wird, um den Draht bequem halten zu können. Man hat besondere kleine Stative, auf welche sich ein oder mehrere Röhrchen aufschieben lassen; ein solches ist z. B. in Fig. 24 p. 85 zu sehen. In die Schleife wird eine Perle des Salzes eingeschmolzen und diese in den unteren Rand der entleuchteten Flamme hineingebracht, wie es Fig. 26 zeigt, die einen Querschnitt darstellt. Da fast die ganze eine Hälfte der Flamme gefärbt wird, erhält man grössere Helligkeit, wenn man das Collimatorrohr in der Richtung AB benutzt, als in der Richtung CD. Da die geschmolzenen Salze gern aus der Flamme herauskriechen und durch Capillarkräfte nach dem kühleren Theil des Drahtes wandern wollen, so empfiehlt es sich, den Draht so zu biegen, dass er ausserhalb der Flamme ein Stück aufwärts, dann wieder horizontal geht; in die Höhe können die Tröpfchen nicht steigen.

Eine Vorrichtung, um die Flamme länger gefärbt zu erhalten, beschreiben

---

1) Bourdréaux, Procédé pour obtenir en projection les raies des métaux et leur renversement. J. de Physique **3**. p. 306—310 (1874).

2) G. D. Liveing and J. Dewar, Spectroscopic studies on gaseous explosions. Proc. Roy. Soc. **36**. p. 471—478 (1884). Siehe auch Phil. Mag. (5) **18**. p. 161—173 (1884).

3) Siehe auch A. v. Oettingen und A. v. Gernet, Ueber Knallgasexplosionen. Wied. Ann. **33**. p. 586—609.

4) O. Lohse, Ueber das Spectrum des Lichtes von explodirender Schiessbaumwolle. Pogg Ann. **150**. p. 641—642 (1873). H. W. Vogel, Wied. Ann. **3**. p. 615—616 (1878); Schöttner Rep. f. physik. Technik **14**. p. 55—56 (1878).

5) R. Bunsen, Ann. d. Chem. u. Pharm. **111**. p. 257—276 (1859) und G. Kirchhoff und Bunsen, Pogg. Ann. **110**. p. 161—169 (1860).

Bunsen und Roscoe[1]): Auf den Rand des Bunsenbrenners wird ein kleiner Hohlcylinder aus Retortenkohle gesetzt, der mit der betreffenden Salzlösung getränkt ist.

Einzelne Salze sind ausserordentlich flüchtig, so dass in wenigen Secunden die Perle verdampft ist. In solchen Fällen, und wenn es erwünscht ist, längere Zeit die Flammenfärbung zu erhalten, kann man einen Apparat benutzen, den Mitscherlich[2]) angegeben hat (Fig. 27). Ein Glasröhrchen wird an einem Ende etwas umgebogen und hier ein Bündel dünner Platindrähte oder auch Asbestfäden[3]) hineingeschoben. Das Röhrchen wird mit der Lösung des gewünschten Salzes gefüllt und dann am andern Ende durch einen Kork verschlossen. Den Platindocht hält man in die Flamme, er saugt für die verdampfende Flüssigkeit stets neue

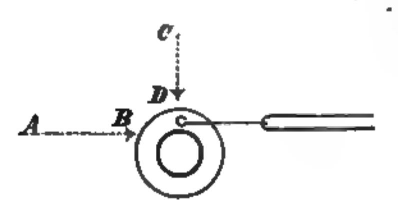


Fig. 26.

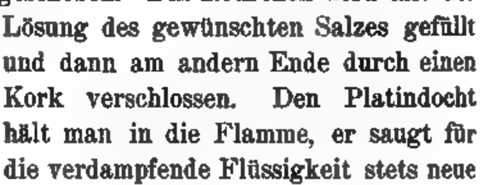



Fig. 27.

Fig. 28.

nach. Es ist zweckmässig, der Lösung etwas essigsaures Ammoniak oder Salzsäure beizusetzen (20 Theile einer 15%-Lösung von essigsaurem Ammoniak und 1 Theil der concentrirten Salzlösung nach Mitscherlich), da sonst der Docht sich gern mit festem Salz überzieht und zu wirken aufhört. Mitscherlich vereinigt eine ganze Anzahl solcher Röhrchen auf einem drehbaren Gestell, was zur Vergleichung verschiedener Spectra in der That recht bequem ist (Fig. 28).

143. Für Flammen, welche ungewöhnlich lange unverändert gefärbt sein sollen, wie man es für saccharimetrische und ähnliche Zwecke braucht, empfiehlt Fleck[4]) Bündel von Asbestfasern befeuchtet in Kochsalz zu tauchen,

1) R. Bunsen und H. Roscoe, Photometrische Untersuchungen. Pogg. Ann. **100**. p. 43—88 (1857).

2) A. Mitscherlich, Beiträge zur Spectralanalyse. Pogg. Ann. **116**. p. 499—507 (1862).

3) Hartley empfiehlt Golddraht: Phil. Trans. **175**, I. p. 63—137 (1884).

4) H. Fleck, Zs. f. analyt. Chem. **19**. p. 71— 72 (1880).

dann in die Flamme zu bringen. Laspeyres[1]) beschreibt folgende Vorrichtung: in eine breite Flamme werden Cylinder aus Platingaze eingeschoben, welche vorher in das geschmolzene Salz eingetaucht worden sind; für Thalliumsalze nimmt er ein Bündel aus Asbestfasern. Um die unangenehmen Dämpfe zu beseitigen, ist die Lampe in einen Kasten mit Fenster eingeschlossen, aus welchem die Gase abziehen können. Ein solcher Cylinder giebt für 3 bis 5 Stunden Licht. Eine ganz ähnliche Vorrichtung beschreibt wieder Landolt[2]), der eine Flamme von kreisförmigem Querschnitt und zwei solche Platinnetzrollen verwendet. Auch Kral[3]) erfindet die Methode von Neuem.[4]) Endlich beschreibt Pulfrich[5]) eine von der Firma Zeiss zu gleichem Zweck hergestellte Vorrichtung. Für Natriumlicht überhaupt empfiehlt Dupont[6]) ein Gemisch von Chlornatrium und Natriumtriphosphat, im ungefähren Verhältniss der Moleculargewichte zusammengeschmolzen.

Eine Vorrichtung, um eine gefärbte Flamme unbegrenzt lange zu erhalten, beschreiben Eder und Valenta[7]); sie ist in Fig. 29 abgebildet: zwischen eine Doppelscheibe aus Nickel, s, ist ein Ring aus Platinnetz eingeklemmt, n, der 2 bis 3 cm über den Rand der Scheiben herausragt. Die Scheiben werden durch ein Uhrwerk in Bewegung gehalten, und während die obere Seite des Drahtnetzes sich in der Brennerflamme befindet, geht der untere Rand durch ein Gefäss mit der betreffenden Salzlösung. Ganz dieselbe Idee ist übrigens schon früher benutzt worden.[8])

Fig. 29.

1) H. Laspeyres, Ueber Lampen für monochromatisches Licht. Zs. Instrkde. **2**. p. 96 98 (1882).

2) H. Landolt, Natriumlampe für Polarisationsapparate. Zs. Instrkde. **4**. p. 390 (1884).

3) H. Král, Herstellung von Natriumlicht. Zs. f. analyt. Chem. **32**. p. 206 (1893).

4) Auch L. Laurent beschreibt eine Lampe zu analogem Zweck. C. R. **91**. p. 112—113 (1880). Siehe auch C. R. **78**. p. 349—351 (1874).

5) C. Pulfrich, Zs. f. Instrkde. **18**. p. 52 (1899).

6) F. Dupont, Bull. soc. chim. **17**. p. 584 (1897)*. Beibl. 21. p. 985.

7) J. M. Eder u. E. Valenta, Ueber den Verlauf der Bunsen'schen Flammenreactionen im ultravioletten Spectrum .... Wiener Denkschr. **60** (1893).

8) Z. B. von H. W. Wiley, J. Americ. chem. soc. **15**. p. 121 (1893)* nach Chem. News **70**. p. 148 (1894).

Dunér[1]) sagt, man erhalte von den Chlorüren der Salze sehr helle Spectra, indem man Magnesiumband mit der Salzlösung befeuchtet, trocknen lässt, dann anzündet.

144. Eine wesentlich andere Methode zur Einführung von Substanzen in die Flammen besteht darin, dass man dem verbrennenden Leuchtgas oder Wasserstoff die Substanzen beimengt. Kirchhoff und Bunsen haben dies wohl zuerst verwandt, indem sie der Schwefelsäure eines Apparates zur Entwickelung von Wasserstoff Kochsalz zufügten; das Gas reisst dann so viel Salz mit sich, dass es verbrennend das Natriumspectrum zeigt. Wolf und Diacon[2]) erhitzen nach dem Rath von Foucault Natrium in einem eisernen Rohr und zünden das Gas an, wobei es ein vortrefflich entwickeltes Natriumspectrum zeigt. Christofle und Beilstein[3]) verwenden dasselbe Verfahren, um das Spectrum des Phosphors zu erhalten, Mitscherlich[4]) verdampft vielfach die Salze in H oder CO, um dann diese Gase zu verbrennen, Wills[5]) sagt, bei Verdampfen von Na in H und Verbrennen des letzteren in O sei das Spectrum so hell, dass man es projiciren könne, dasselbe behauptet Cleminshaw[6]) für die erste Kirchhoff-Bunsensche Methode; H. W. Vogel[7]) endlich frischt die Anwendung von Neuem auf, nimmt aber Leuchtgas statt Wasserstoff. Es sind damit natürlich nur einige wenige Fälle aufgezählt, wo das Verfahren immer wieder von Neuem beschrieben worden ist, anwendbar ist es stets, wo man mit leicht verdampfbaren Substanzen arbeitet.

145. Eine Modification dieses Verfahrens kann man die Benutzung des Zerstäubers nennen. Man kann dabei den Salzstaub direct in die Flamme blasen, wie es z. B. Lockyer[8]) und Fielding[9]) empfehlen. Besser aber mischt man den Salzstaub dem Gase bei: Morton[10]) beschreibt zuerst, dass er den Fuss eines Bunsenschen Brenners, wo sich die Oeffnungen für den Luftzutritt befinden, mit einem Kasten umgeben habe, in welchen mittelst eines Zerstäubers Salzlösungen in Form eines feinen Staubes eingeblasen werden, in die Flamme gerathen und dort ihr Spectrum zeigen. Am voll-

---

1) N. C. Dunér, Sur les étoiles à spectres de la troisième classe. Kongl. Svenska Vet. Akad. Handl. **21**. Nr. 2. p. 1—92 (1884).

2) C. Wolf et E. Diacon, Note sur les spectres des métaux alcalins. C. R. **55**. p. 334—336 (1862). Auch Chem. News **6**. p. 304—305 (1862).

3) P. Christofle et F. Beilstein, Note sur la coloration de la flamme de l'hydrogène par le phosphore et ses composés. C. R. **56**. p. 399—401 (1863) und Ann. chim. et phys. (4) **3**. p. 280—283 (1864).

4) A. Mitscherlich, Ueber die Spectren der Verbindungen und der einfachen Körper. Pogg. Ann. **121**. p. 459—488 (1864).

5) Wills, Chem. News **31**. p. 113 (1875).

6) E. Cleminshaw, Some lecture experiments on spectrum analysis. Proc. Phys. Soc. London **7**. p. 51—55 (1885), auch Phil. Mag. (5) **19**. p. 365—368 (1885).

7) H. W. Vogel, Spectroskopische Notizen. Ber. Chem. Ges. **21**. p. 2029—2032 (1888).

8) J. N. Lockyer, Studien zur Spectralanalyse. p. 58.

9) G. F. M. Fielding, Flame spectra. Chem. News **54**. p. 212 (1886).

10) H. Morton, On monochromatic light. Chem. News **17**. p. 231 (1868).

kommensten ist diese Methode von Gouy[1]) ausgebildet worden, der sie auch in verschiedener Richtung zu photometrischen Untersuchungen zu benutzen verstand. Sie ist dadurch wichtig, dass man bei ihr wenigstens einigermaassen über die Menge des verdampften Salzes Aufschluss bekommen kann, indem man die in der Zeiteinheit durch den Zerstäuber verbrauchte Lösung und deren Concentration ermittelt. Die nebenstehende Fig. 30 zeigt den Gouyschen Zerstäuber: b besteht aus zwei in einander gesteckten Röhrchen, die án der Spitze stark verengert sind. Von a her kommt ein Luftstrom von einem Gebläse und tritt durch den ringförmigen Spalt zwischen beiden Röhrchen in das Gefäss d aus. Dadurch wird die Luft aus dem inneren Röhrchen mit angesaugt, und da dessen hinteres Ende mit der Salzlösung e communicirt, so wird diese zerstäubt. Die grösseren Tröpfchen sinken nieder und sammeln sich wieder in e, die kleineren werden mit der Luft nach c geführt, wo sich abermals ein Theil ausscheidet, während die feinsten durch f dem Brenner zugeführt werden. Im Wesentlichen derselbe Apparat ist dann von Ebert[2]), Arrhenius[3]), Pringsheim[4]) und Anderen gebraucht worden.

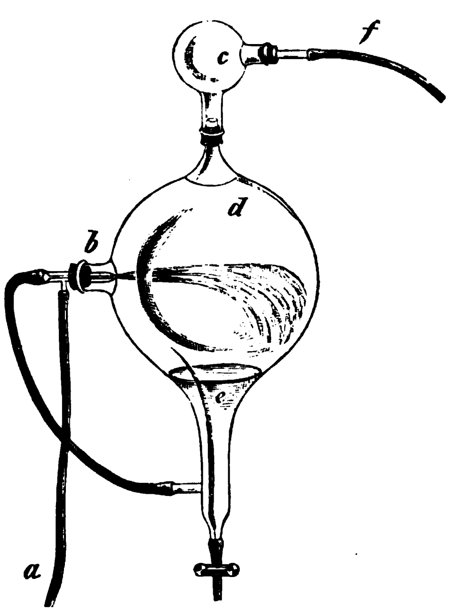


Fig. 30.

Eine unbedeutende Modification der ersten Methode von Morton beschreibt Beckmann[5]): er umgiebt die Brenneröffnung mit einem Porzellangefäss, welches eine Lösung vom Sauerstoffsalz des betreffenden Metalls enthält. In sie tauchen Electroden. Bei lebhafter Electrolyse verspritzen Theilchen der Lösung und gelangen in die Flammen.

146. Das Knallgasgebläse ist im ganzen sehr selten angewandt worden, da es an geeigneten Methoden fehlte, die Substanzen in dasselbe einzuführen. In Folge seiner höheren Temperatur ist es sonst noch für viele Körper brauchbar, welche bei der Temperatur des Bunsenschen Brenners nicht genügend ver-

1) A. Gouy, Recherches photométriques sur les flammes colorées. Ann. chim. et phys. (5) **18**. p. 5—101 (1879). Siehe auch C. R. **83**. p. 269—272 (1876), C. R. **84**. p. 231—234 (1877), C. R. **85**. p. 70—72 (1877), C. R. **85**. p. 439—442 (1877).

2) H. Ebert, Ueber die Abhängigkeit der Wellenlänge des Lichts von seiner Intensität. Wied. Ann. **32**. p. 337—383 (1887).

3) S. Arrhenius, Ueber die Leitung von Electricität durch heisse Salzdämpfe. Wied. Ann. **42**. p. 18—76 (1891).

4) E. Pringsheim, Argandlampe für Spectralbeobachtungen. Wied. Ann. **45**. p. 426—427 (1892).

5) Beckmann, Ueber die Erzeugung leuchtender Flammen zu spectroscopischen Zwecken mit Hilfe der Electrolyse. Z. S. f. Electrochemie **5**. p. 327 (1899).

dampfen. Brewster[1]) führte die Substanzen in einem Platinlöffelchen in die Flamme; Herschel[2]) sagt, dass die Erden so ihre characteristischen Linien zeigen. Volpicelli[3]) bemerkt, dass Kalk im Knallgasgebläse nicht ein continuirliches Spectrum gebe, sondern eine ganze Anzahl von Linien zeige, die zu Ca, K, Na, Li, vielleicht auch zu Sr gehören. Später haben Huggins[4]) und Reynolds[5]) zahlreiche Oxyde von Erden und Metallen im Knallgasgebläse untersucht, aber nur in wenigen Fällen Linien erhalten, nämlich bei Ca, Mg, Ba, Sr. Dieselben Versuche wiederholt Marwin[6]). — Vielfach hat man empfohlen, Kohlestäbchen mit Salzen zu tränken und der Gebläse- oder Knallgasflamme auszusetzen. Entweder werden die Chloride, oder ein Gemisch derselben mit pikrinsaurem Ammoniak empfohlen[7]). Cleminshaw[8]) will Kalkcylinder mit geschmolzenen Chloriden überziehen. — Später haben Lockyer[9]) und Liveing und Dewar[10]) die Substanzen in einem Kalkblock der Knallgasflamme ausgesetzt; die Einrichtung der letzteren zeigt Fig. 31: der Block hat eine obere Oeffnung zum Austritt des Lichtes, und eine seitliche, durch welche die Gebläselampe eingeführt wird. Wesentlich erleichtert worden ist die Anwendung durch Hartley[11]), welcher in einem Aluminiumsilicat, Kyanit, ein vortreffliches Material zur Einführung der Substanzen findet. Dieses Mineral ist ganz unschmelzbar, aber leicht spaltbar, so dass daraus leicht Plättchen von 5 cm Länge, 1 mm Dicke, 5 mm Breite hergestellt werden können, auf welche die Substanzen gelegt

Fig. 31.

1) Sir D. Brewster, On the luminous bands in the spectra of various flames. Rep. Brit. Ass. 1842, Not. & Abstr. p. 15—16.

2) Sir J. F. W. Herschel, „Light". London 1827.

3) P. Volpicelli, Recherches d'analyse spectrale. C. R. **56**. p. 493—495 (1863).

4) W. Huggins, Note on the spectra of erbia and some other earths. Proc. Roy. Soc. **18**. p. 546—553 (1870) und Phil. Mag. (4) **40**. p. 302—306 (1870).

5) J. E. Reynolds, Proc. Roy. Soc. **18**. p. 550—553 (1870) und Phil. Mag. (4) **40**. p. 306—308 (1870).

6) T. H. Marwin, Production of spectra by the oxyhydrogen flame. Phil. Mag. (5) **1**. p. 67—68 (1876).

7) Z. B. von H. Debray, C. R. **54**. p. 169—170 (1862); M. Th. Edelmann, Pogg. Ann. **149**. p. 119—122 (1873); Ch. Fievez, Bull. de l'acad. de Belgique (3) **9**. p. 381—385 (1885).

8) E. Cleminshaw, Some lecture experiments on spectrum analysis. Proc. Physic. Soc. London. **7**. p. 51—55 (1885), auch Phil. Mag. (5) **19**. p. 365—368 (1885).

9) J. N. Lockyer and W. Chandler Roberts, On the absorption-spectra of metals volatilized by the oxyhydrogen flame. Proc. Roy. Soc. **23**. p. 344—349 (1875).

10) G. D. Liveing and J. Dewar, On the reversal of the lines of metallic vapours. Proc. Roy. Soc. **28**. p. 352—358 (1879).

11) W. N. Hartley, Rep. Brit. Ass. 1884. p. 610—611. Flame spectra at high temperatures. Phil. Trans. **185** A. p. 161—212 (1894). Siehe auch Proc. Roy. Soc. **54**. p. 5—7 (1893), ibid. **59**. p. 98—101 (1895), ibid. **60**. p. 35—37 und 393—407 (1896), Rep. Brit. Ass. 1897. p. 610.

und in die vertical stehende Flamme gehalten werden. Als Verunreinigungen vom Kyanit erscheinen im Spectrum nur die Linien des Na und die rothe Li—Linie; daneben treten natürlich die Wasserbanden auf. In den Spectren zeigen sich selten Linien mit kürzerer Wellenlänge, als 3000, so dass auch die Knallgasspectra für das Ultraviolett weit hinter den Bogenspectren zurückstehen. Da aber der Theil zwischen 4000 und 3000 für die meisten Spectra ganz besonders wichtig und characteristisch ist, und nur sehr wenige Metalle im Gebläse nicht genügend verdampft werden, um ein characteristisches Spectrum zu geben, so kann man sehr viel weiter gehende Untersuchungen mit ihm ausführen, als mit dem Bunsenschen Brenner. Dem Bogen gegenüber zeigt das Gebläse noch die wichtige Eigenschaft, in manchen Fällen Bandenspectra zu geben, wo wir im Bogen nur Linienspectra erhalten. Später hat Hartley das Verfahren noch sehr vereinfacht: er pulverisirt die Substanzen und rollt sie in einem Filter ein, so dass ein kleines Stäbchen gebildet wird.

Fig. 32.

Dies wird direct in die Flamme gehalten und nachgeschoben, wie es abbrennt. Die Spectra sind so lichtstark, dass sich in 1 bis 2 Minuten eine photographische Aufnahme zwischen etwa 6000 und 3000 A. E. erzielen lässt. Hartley hat auf diese Weise zahlreiche wichtige Untersuchungen ausführen können. Zur ungefähren Ausmessung der Photographieen wird auf jede 15 Secunden lang noch ein bekanntes Funkenspectrum photographirt. Um eine bessere Vorstellung von diesem für orientirende Versuche ausgezeichneten Verfahren zu geben, reproducire ich in Fig. 32 eine solche Spectralplatte, welche ich Prof. Hartley verdanke; der oberste Streif zeigt das Spectrum von Eisen, der zweite von einem Mangan-Eisenerz, der dritte von Kupferchlorid, der vierte von Magnesium.

147. Schon bei den ältesten Versuchen die Spectra zu erzeugen, hatte man bemerkt, dass sich nicht alle Salze gleich gut eignen; die am leichtesten verdampfenden geben natürlich die lichtstärksten Spectra. Daher kann namentlich bei den kühleren Flammen, der Alkoholflamme und dem Bunsenschen Brenner, ein erheblicher Unterschied zwischen den verschiedenen Salzen vorhanden sein, während für den Kohlebogen ein solcher nicht mehr

zu erkennen ist. Kirchhoff und Bunsen[1]) sagen in Bezug auf die Alkalien in ihrer ersten Abhandlung, die Chlorverbindungen seien die besten, dann folgten die Bromide[2]), Jodide, Oxyhydrate, schwefelsaure und kohlensaure Salze. In vielen Fällen empfiehlt es sich, die Perle wiederholt mit Salzsäure zu befeuchten, um in der Flamme selbst die Chlorverbindung herzustellen. — Es sind indessen bei den verschiedenen Elementen grosse Unterschiede vorhanden, so dass sich allgemeine Regeln nicht geben lassen, und es ist daher hier nicht der Ort, näher auf diese Verhältnisse einzugehen, es soll vielmehr später bei der speciellen Besprechung der einzelnen Elemente das Nöthige angegeben werden. Es sei hier nur noch erwähnt, dass auch Crookes[3]) später von Neuem die Chlorate empfiehlt und Edelmann[4]) den Zusatz von pikrinsaurem Ammoniak sehr wirksam zur Erhöhung der Lichtstärke findet. — Gouy[5]) hat photometrisch die Helligkeit bei Einführung verschiedener Salze mittelst seines Zerstäubers gemessen und giebt folgende kleine Tabelle:

	Natrium D	Lithium $\lambda = 6706$	Calcium Bande α $\lambda = 6200$	Strontium Bande α $\lambda = 6060$
Salpetersaures Salz . .	1,000	1,000	1,000	1,000
Essigsaures Salz . . .	—	—	1,77	1,34
Schwefelsaures Salz . .	1,001	1,003	—	—
Chlorür	1,010	0,992	1,52	1,21
Bromür	0,991	1,008	1,65	1,30
Jodür	0,990	1,009	1,45	1,28
Phosphorsaures Salz . .	1,013	0,996	sehr schwach	
Kohlensaures Salz . . .	0,998	—	sehr schwach	
Tartrat	1,014	0,992	sehr schwach	

148. Wenn es sich um die spectroscopische Untersuchung von Gasen handelt, so kann man dieselben, wenn sie brennbar sind, direct mit Sauerstoff verbrennen, andernfalls mit Leuchtgas oder Wasserstoff vermischt zur Verbrennung bringen. Aber nur in sehr wenigen Fällen erhält man so das gewünschte Spectrum des Gases: bei den Kohlenwasserstoffen zeigt sich freilich das Bandenspectrum der Kohle, im Ultraroth die Banden der Kohlensäure und Wasserdampfs, bei Cyan + O das Bandenspectrum des Cyan, bei Ammoniak mit Leuchtgas oder Wasserstoff und Sauerstoff des Bandenspectrum des Ammoniak. In andern Fällen aber, z. B. bei der Verbrennung von H mit O, erhält man das

1) G. Kirchhoff und R. Bunsen, Chemische Analyse durch Spectralbeobachtungen. Pogg. Ann. **110**. p. 161—189 (1860).

2) Für Na speciell wird allerdings mehrfach das Bromid ganz besonders empfohlen; z. B. sagt Fleischl von Maxow (Wiedem. Ann. **38**. p. 675—676, 1889), das Spectrum sei 9 Mal so hell.

3) W. Crookes, On a means of increasing the intensity of metallic spectra. Chem. News **5**. p. 234 (1862).

4) M. Th. Edelmann, Apparat zur Objectivdarstellung der Metallspectren. Pogg. Ann. **149**. p. 119—122 (1873).

5) A. Gouy, Recherches photométriques sur les flammes colorées. Ann. chim. et phys. (5) **18**. p. 5—101 (1879).

Spectrum des Verbrennungsproductes, des Wasserdampfes, und in sehr vielen Fällen bekommt man nur ein continuirliches Spectrum[1]. Auch diese Verhältnisse können nur im speciellen Theile abgehandelt werden.

Zum Schluss sei noch auf einen von Salet angewandten Kunstgriff hingewiesen: in manchen Fällen ist es wünschenswerth, die Flammen so kühl wie möglich zu halten, um die bei höherer Temperatur eintretenden Dissociationen zu vermeiden. Salet lässt dann die Flamme an einem durch herabrieselndes Wasser kalt gehaltenen Platinblech oder direct an Wasser entlang brennen. Eine solche Vorrichtung zeigt die Fig. 33.

Fig. 33.

149. Einer der Hauptvorzüge der spectroscopischen Analyse gegenüber der chemischen war ihre enorme Empfindlichkeit, welche noch Spuren von Elementen zu erkennen gestattet, an deren Nachweis keine chemische Methode denken kann. Die verschiedenen Elemente verhalten sich übrigens in dieser Beziehung sehr verschieden und für die Flammenreactionen zeigen eigentlich nur die Alkalien und alkalischen Erden so grosse Empfindlichkeit. Es sind übrigens systematische Untersuchungen über diese Frage kaum angestellt; Kirchhoff und Bunsen haben für eine Reihe von Elementen ungefähre Bestimmungen zu machen gesucht, Wleügel, Dieulafait, Crookes Cappel, Jones und Lamy fügen noch einige hinzu.

Danach sind in der Flamme des Bunsenschen Brenners noch erkennbar von

Li $^1/_{60000}$ mgr nach Kirchhoff und Bunsen[2])
Na $^1/_{14000000}$ mgr nach „ g „
K $^1/_{3000}$ mgr nach „ „ „
Rb $^1/_{7000}$ mgr nach „ „ „
Cs $^1/_{25000}$ mgr nach „ „ „
Ca $^1/_{30000}$ mgr nach „ „ „
Sr $^1/_{30000}$ mgr nach „ „ „
Ba $^1/_{2000}$ mgr nach „ „ „
In $^1/_{2000}$ mgr nach Cappel[3])
In $^1/_{3000}$ mgr nach Wleügel[4])

1) Viele dieser Fälle sind für den sichtbaren Theil zuerst untersucht von H. C. Dibbits, Ueber die Spectren der Flammen einiger Gase. Pogg. Ann. **122**. p. 497—545 (1864).

2) G. Kirchhoff und R. Bunsen, Chemische Analyse durch Spectralbeobachtungen. Pogg. Ann. **110**. p. 161—189 (1860) und **113**. p. 337—381 (1861).

3) E. Cappel, Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Empfindlichkeit der Spectral-Reactionen. Pogg. Ann. **139**. p. 628—639 (1870).

4) S. Wleügel, Zur spectralanalytischen Ermittelung des Indiums. Correspondenzbl. d. Ver. analyt. Chem. **3**. p. 39*. Zs. f. analyt. Chem. **20**. p. 115 (1881).

Tl $^1/_{50000}$ mgr nach Lamy[1])
Th $^1/_{100000}$ mgr nach Crookes[2])
Bo $^1/_{1000}$ mgr nach Dieulafait[3])
K $^6/_{10000}$ mgr nach Jones.[4])

150. Es ist mehrfach irrthümlich behauptet worden, einzelne Elemente zeigten ihre Linien nicht, wenn bestimmte andere gegenwärtig seien. So sagt z. B. Palmieri[5]), Chlorcupfer verschwinde neben Chlornatrium, Eisenchlorid neben den Chloriden von Na, Li, K; Nicklès behauptet, Tl sei unsichtbar neben Na[6]) u. s. w. Alle diese Angaben sind falsch, nur zeigt meist das leichter verdampfbare Salz die Metalllinien eher, als das andere.

ZWEITER ABSCHNITT.

Der galvanische Lichtbogen.

151. Es ist bekannt, dass Davy[7]) im Anfang des Jahrhunderts zuerst den galvanischen oder Davyschen Lichtbogen herzustellen lehrte; spectroscopisch wurde er 1844 zum ersten Male von Bunsen[8]) verwerthet, welcher fand, dass man die Kohle durch Metallstäbe ersetzen könne und dann sehr verschiedene prachtvolle discontinuirliche Spectra erhalte. Dann folgt Foucault[9]), welcher dabei die Erscheinung der Umkehr von Spectrallinien beobachtete, ohne sie zu erklären. Stokes[10]) fand, dass das Spectrum sehr weit ins Ultraviolett reiche, Tyndall[11]) bemerkte die ausserordentlich grosse Energie, welche der Bogen im Ultraroth besitzt. Zu wirklich spectroscopischen Versuchen scheint ihn, wenn wir von Robiquet[12]) absehen, Secchi[13]) zuerst be-

---

1) A. Lamy, De l'existence d'un nouveau métal, le Thallium. Ann. chim. et phys. (3) **67**. p. 385—417 (1863).

2) W. Crookes, On Thallium. Phil. Trans. **153**, I. p. 173—192 (1863).

3) L. Dieulafait, L'acide borique; méthodes de recherches; origine et mode de formation. C. R. **85**. p. 605—607 (1877)

4) H. C. Jones, Determination of lithium by means of the spectroscope. Chem. News **34**. p. 122 (1876).

5) L. Palmieri, Rendic. Accad. di Napoli **20**. p. 232—233 (1882)*, Beibl. **6**. p. 877 (1882).

6) J. Nicklès, Note sur la raie spectrale du thallium. C. R. **58**. p. 132 (1864). Siehe auch W. Crookes, Chem. News **9**. p. 54 (1864).

7) S. Humphrey Davy, An account of some experiments on galvanic electricity. J. Roy. Inst. **1**. p. 165—167 (1802).

8) R. Bunsen, Siehe Berzelius' Jahresberichte über die Fortschritte d. Chem. u. Mineral. **25**. p. 20 (1845).

9) L. Foucault, L'Institut 1849. p. 45, wieder abgedruckt Ann. chim. et phys. (3) **58**. p. 476—478 (1860).

10) G. G. Stokes, On the long spectrum of the electric light. Phil. Trans. **152**, II. p. 599—619 (1862), auch Pogg. Ann. **123**. p. 30—48, 472—489 (1864).

11) J. Tyndall, On calorescence. Phil. Trans. **156**, II. p. 1—24 (1866), auch Phil. Mag. (4) **31**. p. 386—396, 435—450 (1866).

12) E. Robiquet, Recherches sur les raies du spectre solaire et des différents spectres électriques. C. R. **49**. p. 606—610 (1859).

13) A. Secchi, Sugli spettri del ferro e di qualche altro metallo. Mem. Soc. Spettr. Ital. **2**. p. 119—122 (1873).

nutzt zu haben, indem er in den Kohlebogen verschiedene Substanzen hineinbrachte, oder ihn auch zwischen Stäben von Eisen erzeugte. Der Bogen gewann dann immer mehr an Bedeutung für die Spectroscopie wegen seiner ausserordentlich grossen Lichtstärke, seiner hohen Temperatur, welche die Untersuchung fast aller Elemente gestattete, endlich wegen der relativen Einfachheit der Spectra gegenüber den durch Funkenentladungen erhaltenen. Die Benutzung wurde natürlich besonders gefördert durch die Leichtigkeit, mit der man ihn erzeugen konnte nach der Erfindung der Dynamomaschinen. Unter denen, welche ihn hauptsächlich angewandt haben, wären besonders Lockyer, Liveing und Dewar, Rowland, Kayser und Runge, Hasselberg zu nennen.

152. Dass die Temperatur im Kohlebogen viel höher ist, als die irgend einer unserer Flammen, zeigt schon die blendende Helligkeit des von ihm ausgesandten Lichtes, und das Schmelzen oder Sieden aller hineingelegten Elemente oder Verbindungen. Es sind zahlreiche Versuche zu verzeichnen, welche diese Temperatur bestimmen sollten. E. Becquerel[1]) verglich die Angaben eines Thermoelementes aus Platin und Palladium mit einem Luftthermometer zwischen 100° und 1450°; dann erhitzte er die Löthstelle auf verschiedene durch den Thermostrom gemessene Temperaturen und bestimmte photometrisch die Intensität des emittirten rothen Lichtes. Er stellt die Beziehung zwischen Temperatur und Intensität durch eine Exponentialformel dar, und da er gleichzeitig zu finden meint, dass alle undurchsichtigen Körper ungefähr gleich stark emittiren, so kann er mittelst seiner Formel durch Extrapolation aus der Intensität des rothen Lichtes im Bogenspectrum die Temperatur des Bogens ermitteln. Er findet 2070° und meint, die Temperaturfehler bei seinen Bestimmungen überschritten nicht 2.5°. — Die Methode enthält aber offenbar zahlreiche Fehlerquellen: wir wissen nun, dass auch nicht angenähert alle undurchsichtigen Körper gleich stark emittiren, so dass man aus der Emission von Platin gar keinen Schluss über die Emission von Kohle ziehen darf. Ferner muss natürlich die weite Extrapolation nach einer rein empirischen Gleichung zu falschen Werthen führen.

Der nächste, der sich mit dieser Frage beschäftigt hat, ist Rossetti. Das Princip seiner Methode ist dasselbe, wie bei Becquerel, nur beobachtet er nicht im sichtbaren Spectrum, sondern im Ultraroth: er misst mit einer Thermosäule die Gesammtintensität der Strahlung bei verschiedenen Temperaturen, stellt aus den Beobachtungen bei bekannten Temperaturen eine Formel auf, aus welcher er schliesslich durch Extrapolation die Temperatur verschiedener Theile des Bogens ermittelt. In einer ersten Abhandlung[2]) giebt er an, die Temperatur des

1) E. Becquerel, Recherches sur la détermination des hautes températures au moyen de l'intensité de la lumière émise par les corps incandescents. C. R. **55**. p. 826—829 (1862). Siehe auch Ann. chim. et phys. (3) **68**. p. 49—143 (1863).

2) F. Rossetti, Sulla temperatura della luce elettrica, ossia sulla temperatura delle estremita polari dei carboni nell' atto che producono la luce elettrica. Nuovo Cim. (3) **6**. p. 101—115 (1879), auch J. de Phys. **8**. p. 257—264 (1879).

Bogens steige mit der Zahl der ihn erzeugenden Elemente, bei 50 oder 80 Elementen sei z. B. die Temperatur der positiven Kohle 2190° resp. 2784°. Die positive Kohle sei immer heisser, als die negative, bei beiden steige die Temperatur, je mehr man sich der äussersten Spitze nähert, man erhalte daher verschiedene Werthe, wenn man durch verschieden grosse Diaphragmen die Strahlung auf die Thermosäule fallen lasse. Die höchste Temperatur gebe das kleinste Diaphragma, welches gerade nur die Strahlung von der Spitze durchlasse. Für die negative Kohle liege die Temperatur zwischen 2138° und 2532°, für die positive zwischen 2400° und 3900°, für die äussersten Spitzen betrage sie nicht unter 2500° und 3900°. — In einer weiteren Arbeit[1]) modificirt Rossetti diese Angaben dahin, dass die Stromstärke keinen Einfluss habe, ein stärkerer Strom bringe nur ein grösseres Stück der Kohlen zum Glühen, die Temperatur der negativen Kohle betrage 3150°, die der positiven 3900°. — Soweit beziehen sich die Angaben nur auf die Kohlen, aber auch über den glühenden Bogen zwischen ihnen hat Rossetti Beobachtungen gemacht: er habe ein sehr kleines Emissionsvermögen, vergleichbar dem einer Bunsenflamme. Falls er dasselbe thermische Emissionsvermögen habe, wie eine solche, so müsse seine Temperatur etwa 4800° betragen, einerlei, wie gross die Stromstärke, von der nur die Länge des Bogens abhänge.

Aus dem folgenden Jahre haben wir eine Bestimmung von Crova[2]) nach der § 132 besprochenen Methode; er findet 3060°.

153. Fast das auffallendste Resultat für die damalige Zeit war die Angabe Rossettis, dass die Strahlung und Temperatur der Kohlen unabhängig von der Stromstärke sei; es würde nur verständlich durch die Annahme, dass die maximale Temperatur der Kohle erreicht sei, d. h. dass die höchste beobachtete Temperatur dem Siedepunkt der Kohle entspreche. Dieser Schluss wurde denn auch sehr bald gezogen, zuerst vielleicht von Abney und Festing[3]), welche auch fanden, dass die Helligkeit der positiven Kohle constant sei, „being apparently that due to the temperature at which carbon is vaporized.“ Abney und Festing[4]) machen auch einen Versuch, diese Temperatur zu bestimmen, und finden 6000°. Sie berechnen sie folgendermaassen: Dewar[5]) habe gezeigt, dass die Temperatur eines emittirenden festen Körpers

---

1) F. Rossetti, Sul potere assorbente, sul potere emissivo termico delle fiamme e sulla temperatura dell' arco voltaico. Nuovo Cim. (3) **7**. p. 138—156, 185—203 (1880), auch Ann. chim. et phys. (5) **18**. p. 457—495 (1879).

2) A. Crova, Etudes des radiations émises par les corps incandescents. Mesure optique des hautes températures. Ann. chim. et phys. (5) **19**. p. 472—550 (1880).

3) W. de W. Abney and E. R. Festing, On the influence of the molecular grouping in organic bodies on their absorption in the infrared region of the spectrum. Phil. Trans. **172**, III. p. 887—918 (1881).

4) J. de W. Abney and E. R. Festing, The influence of water in the atmosphere on the solar spectrum and solar temperature. Proc. Roy. Soc. **35**. p. 328—341 (1883).

5) J. Dewar, Determination of high temperatures by means of the refrangibility of the light evolved by fluid or solid substances. Rep. Brit. Ass. 1873. p. 461—466, auch Chem. News **30** p. 149—150 (1874). Dewar schätzt hier die Temperatur des Bogens auf 7000° bis 8500°.

nahe proportional der Quadratwurzel aus der Gesammtenergie sei; statt der Gesammtenergie selbst nehmen sie die thermoelectrisch gemessene Intensität der am stärksten emittirten Wellenlänge; sie untersuchen die Emissionsspectra von Glühlampe und Bogen, nehmen für die Glühlampe eine aus der verbrauchten Energie berechnete Temperatur an und ermitteln so durch das Gesetz von Dewar die Temperatur des Bogens. — Man sieht heute leicht, dass viele Schritte dieses Versuches auf unrichtigen Grundlagen beruhen, so dass das sehr falsche Resultat nicht überraschen kann.

Zu falschen Schlüssen gelangt auch Lucas[1]) durch Versuche, welche das Verdampfen der Kohle in Frage zu stellen scheinen: er lässt durch Kohlestäbe, die sich im Vacuum befinden, Ströme bis zu 200 Ampères gehen, misst Stromstärke und Widerstand der Stäbe, woraus er die Temperatur derselben berechnen will, und beobachtet gleichzeitig photometrisch die Gesammtintensität der sichtbaren Strahlen. Er erhält:

Stromst.:	40	75	110	125	140	150	165	175	180	190	200 Amp.
Temper.:	1000°	1875°	2750°	3125°	3520°	3750°	4125°	4375°	4500°	4750°	5000°
Helligk.:	3	16	79	106	212	317	390	390	413	420	413 carcels

Nach diesen Zahlen würde man also schliessen müssen, dass es möglich sei, Kohle bis auf 5000° zu erhitzen, dass die Intensität nicht mit der Temperatur dauernd zunehme, sondern bei 4713° ein Maximum erreiche, um dann wieder abzunehmen. Lucas will dies dadurch erklären, dass er sagt, bei so hohen Temperaturen sei die Hauptstrahlung schon ins Ultraviolett gerückt, was bekanntlich abermals falsch ist, da erstens schon Tyndall[2]) fand, dass mit steigender Temperatur die Energie jeder einzelnen Wellenlänge stets wachse, die Helligkeit der sichtbaren Strahlung also nie abnehmen kann, und da zweitens das Maximum bei einer solchen Temperatur durchaus nicht im Ultraviolett liegt.

Wieder nach einer photometrischen Methode arbeitet Le Chatelier[3]): er misst mit einem etwas modificirten Cornuschen Photometer die Intensität rothen Lichtes, das durch absorbirende Schirme möglichst homogen gemacht wird, als Function der Temperatur, wobei er von den Violleschen Schmelzpunktsbestimmungen ausgeht. Er stellt seine Beobachtungen durch eine empirische Formel dar, die nun zur Messung verschiedener hoher Temperaturen benutzt wird. Für Bogenlampen findet er 4100°, unabhängig von Stromstärke und Lampenart, für die negative Kohle einer Gleichstromlampe 3000°.

154. Einen ganz neuen und wohl den zuverlässigsten unter den bisher

1) F. Lucas, Radiations émises par les charbons incandescents. C. R. **100.** p. 1454—1456 (1885).

2) J. Tyndall, On luminous and obscure radiation. Phil. Mag. (4) **28.** p. 329—341 (1864).

3) H. Le Chatelier, Sur la mesure optique des températures élevées. J. de Phys. (3) **1.** p. 185—205 (1892).

benutzten Wegen schlägt Violle[1]) ein: er will die Temperatur der glühenden Kohlen calorimetrisch ermitteln. Dazu wird der Kohlestab der Lampe rings herum tief eingefeilt, so dass die Spitze sich durch einen leichten Schlag von der übrigen Kohle trennen lässt. Hat nun die Lampe so lange gebrannt, dass diese ganze Spitze in gleichmässiger hellster Gluth ist, so wird sie durch einen Schlag in ein daneben gehaltenes Wassercalorimeter geschleudert, durch dessen Temperaturzunahme sich die Anfangstemperatur der Kohle ergiebt, wenn man die specifische Wärme der Kohle kennt. Die Methode wäre vortrefflich, wenn nicht gerade diese Constante unbekannt wäre; man weiss nur, dass sie mit der Temperatur sehr variabel ist. Violle findet, dass ein Gramm Kohle von der Temperatur des Bogens bis 0° abgekühlt 1600 Calorieen abgebe, von 1000° bis 0° 300 Calorieen. Indem er annimmt, dass oberhalb 1000° die specifische Wärme der Kohle ihren theoretischen, aus dem Dulong-Petitschen Gesetz berechenbaren Werth von 0,52 habe, bekommt er für die 1300 Calorieen, die von der Anfangstemperatur bis zu 1000° abgegeben werden, etwa 2500°, somit für die Temperatur der Kohle 3500°. Violle findet auch wieder, dass die Temperatur und Helligkeit ganz unabhängig von der Stromstärke sei, welche er in sehr hohem Grade ändert, indem er von Strömen, welche 10 Amp. und 50 Volt entsprechen, bis zu Strömen von 400 Amp. und 85 Volt geht. Violle vertritt daher auch die Ansicht, dass die erreichte Temperatur die Verdampfungstemperatur der Kohle sei. — Wie man aus der Art der Berechnung sieht, ist die Zahl für die Temperatur des Bogens nur eine erste Annäherung. Gegen die Annahme eines constanten Werthes der specifischen Wärme oberhalb 1000° wendet denn auch Le Chatelier[2]) ein, dass die Versuche von Fr. Weber durchaus nicht eine assymptotische Annäherung an einen Grenzwerth zeigen, sondern nur einen Sprung in der Grösse des Werthes bei 250°. Versuche von Euchène und Biju-Duval ergäben für die Atomwärme zwischen 250° und 1000°: $c = 3{,}54 + 0{,}00246\,t$. — Violle[3]) versucht daher die specifische Wärme des Graphits zu messen: er erhitzt Graphit im electrischen Ofen, dessen Temperatur calorimetrisch bestimmt wird, oder photometrisch nach einer Methode von Violle. Er findet, dass oberhalb 1000° die specifische Wärme darstellbar sei durch die Gleichung: $c = 0{,}355 + 0{,}00006\,t$. Die von ein Gramm Graphit zwischen der höchsten möglichen Temperatur und 0° abgegebene Wärmemenge betrage 2050 Calorieen, daher sei der Siedepunkt des Graphits, und damit die Temperatur der positiven Kohle 3600°.

155. Gegen eine constante Maximaltemperatur des Bogens oder electrischen Ofens wendet sich Moissan[4]), wohl der beste Kenner dieser Frage.

---

1) J. Violle, Sur la température de l'arc électrique. C. R. **115**. p. 1273—1275 (1892) Four électrique. — Lumière et chaleur de l'arc. J. de Phys. (3) **2**. p. 545—552 (1893).

2) H. Le Chatelier, Remarques sur la chaleur spécifique du carbone. C. R. **116**. p. 1051—1052 (1893).

3) J. Violle, Chaleur spécifique et point d'ébullition du carbone. C. R. **120**. p. 868—869 (1895).

4) H. Moissan, Sur la vaporisation du carbone. C. R. **119**. p. 776—781 (1894).

Er sagt, er habe die verschiedensten Ströme benutzt, bis zu 2200 Amp. bei 70 bis 80 Volt; stets habe er gefunden, dass in geschlossenen kleinen Oefen die Temperatur mit der Stromstärke wachse; er habe viele Reductionen bei 400 Amp. nicht ausführen können, die bei 1000 Amp. ganz leicht gelangen. „Es ist wahrscheinlich, dass die Verdampfung der Kohle bis zu einem gewissen Grade die Temperatur des Bogens begrenzen kann, wenn man nicht sehr hohe Spannungen anwendet. Ebenso können die Depolymerisationen der Kohle wirken, welche wichtige Erscheinungen ebenfalls die thermischen Bedingungen des Versuchs compliciren." — Violle[1]) sucht diesen Widerspruch zu heben, indem er die Wirkung des Bogens selbst heranzieht. Photographieen des Kraters der positiven Kohle zeigen dieselbe Helligkeit, mochte die Stromstärke 10 Amp. oder 1000 bis 1200 betragen, also die Temperatur der Kohlen entspreche wirklich einem festen Siedepunkt. Aber die Temperatur des Bogens könne mit der Stromstärke veränderlich sein; die Spectralaufnahmen zeigten die dem Bogen entsprechenden Linien, die fortwährend wechseln, hell auf dem continuirlichen Grunde der Kohle, und ihre Helligkeit sei um so grösser, je stärker der Strom. Man könne daraus freilich nur mit Bedenken auf höhere Temperatur schliessen, da es zweifelhaft sei, ob das Kirchhoffsche Gesetz in gleicher Weise für Gase wie für feste Körper gültig sei, und da electrische Ströme angewandt würden, die fähig schienen, sich in Licht direct, ohne Mitwirkung der Wärme, zu verwandeln. Wenn man aber annehme, dass der Bogen sich einfach wie ein stromdurchflossener Leiter verhalte, so müsse seine Temperatur mit der Stromstärke sehr hoch steigen können. Um dies zu prüfen, hält er dünne Kohlestäbchen oder Fäden in den Bogen: im Bogen zwischen Zinkstäben wird das Stäbchen dünner und hell weissglühend, hat also zweifellos eine viel höhere Temperatur, als 930°, die Siedetemperatur des Zinks. Aehnlich ist es in einem Kupferbogen, nur dass hier die Abnutzung des Kohlefadens viel langsamer erfolgt. Es ergiebt sich daraus, dass in der That die Temperatur im Bogen viel höher sein kann, als an der positiven Electrode. Diesen Schluss hatte übrigens, wie oben angegeben, schon Rossetti gezogen.

156. Die letzte Bestimmung der Temperatur des Bogens ist von Wilson und Gray[2]) gemacht. Sie bestimmen wieder die Gesammtstrahlung von blankem und berusstem Platin als Function der Temperatur und stellen ihre Ergebnisse durch eine empirische Formel dar, da das Stefansche Gesetz sich nicht bestätigt. Als Instrument zur Messung nehmen sie ein Radiomikrometer. Sie finden wieder die Strahlung der Bogenlampe unabhängig von der Stromstärke, die Temperatur der positiven Kohle ergiebt sich zu 3300°, die der negativen zu 2400°. Die Strahlung des Bogens selbst betrug nur 1 bis 2 % von der der positiven Kohle.

---

1) J. Violle, Sur la température de l'arc électrique. C. R. **119**. p. 949—950 (1894). Siehe auch C. R. **117**. p. 33—34 (1893).

2) W. E. Wilson and P. L. Gray, On the themperature of the carbons of the electric arc; with a note on the temperature of the sun. Proc. Roy. Soc. **58**. p. 24—38 (1895).

Fassen wir alle diese Beobachtungen zusammen, welche noch weit davon entfernt sind, eine zuverlässige Bestimmung zu geben, da sie sämmtlich auf starken Extrapolationen empirischer Formeln beruhen, so müssen wir die Temperaturen der Kohlen zu 2500° und 3500° annehmen, den Bogen selbst als heisser je nach der Stromstärke.[1])

157. Ueber die Vorgänge im Bogen haben wir nur sehr unvollkommene Kenntnisse. Despretz[2]) hatte bei einer ganzen Anzahl von Versuchen nachzuweisen gesucht, dass die Kohle wirklich schmelze, d. h. in flüssigen Zustand übergehe; er glaubte, verschiedene Kohlestäbchen zusammengeschmolzen und sogar Tröpfchen von Kohle erhalten zu haben. Dass dies aber ein Irrthum ist, hat namentlich Moissan[3]) gezeigt: selbst bei den stärksten Strömen findet nie ein Zusammenschmelzen statt, scharfe Kanten der Stäbe bleiben scharf u. s. w., kurz, wir haben es nicht mit einem Schmelzen der Kohle, sondern nur mit einem Verdampfen, Sublimiren zu thun, wobei sich die verdampfte Kohle als Graphit wieder condensirt. Der Kohledampf kann dabei mit den umgebenden Gasen Verbindungen eingehen, und zwar wies Berthelot[4]) nach, dass stets bei Gegenwart von H sich Acetylen (CH) bildet, Dewar[5]) zeigte ebenso die Bildung von Cyanwasserstoffsäure bei Gegenwart von H und N oder von feuchter Luft, und von Salpetersäure, wenn der Bogen in Luft brennt.

158. Der Bogen setzt dem Strom einen gewissen Widerstand entgegen, dessen Grösse abhängt von der Länge des Bogens und von der Natur der Pole. Dabei zeigt sich, dass im Allgemeinen bei Metallpolen der Widerstand kleiner ist, als bei Kohlepolen, um so kleiner, je leichter die Metalle verdampfen. Es sind zahlreiche Messungen über die bei bestimmter electromotorischer Kraft mit verschiedenen Electroden erreichbare Bogenlänge oder über den verschiedenen Widerstand bei gleicher Länge angestellt worden, aber es ist hier nicht der Ort, diese Frage bis ins Einzelne zu verfolgen. Benutzt man einen bestimmten Bogen, z. B. zwischen Kohlestäben, so wächst der Widerstand mit der Bogenlänge, aber nicht proportional mit ihr, sondern die Aenderung des Widerstandes ist proportional der Aenderung der Länge. Diese Thatsache

---

1) Während des Druckes ist noch eine neue Bestimmung veröffentlicht, die besonders zuverlässig zu sein scheint: Es ist im vergangenen Jahre gelungen, die Function e des Kirchhoffschen Gesetzes als Function der Temperatur und Wellenlänge zu ermitteln, namentlich dank den Untersuchungen von Paschen. Diese Kenntniss gestattet, die Temperatur eines strahlenden absolut schwarzen Körpers aus der Lage des Intensitätsmaximums im Spectrum zu ermitteln, und das Gleiche wenigstens angenähert für beliebige Körper zu erreichen. O. Lummer und E. Pringsheim [Verh. deutsche phys. Ges. **1**. p. 215—235 (1899)] finden für den Bogen das Maximum bei der Wellenlänge 7000 A. E. Daraus berechnet sich die Temperatur zu 3480° bis 3930° C., je nachdem man annimmt, die Strahlung der Kohle sei wie die des Platins, oder wie die des absolut schwarzen Körpers. Siehe auch H. Wanner, Phys. Js. **1**. p. 226—227 (1900).

2) D. Depretz, C. R. **28**. p. 755—757 (1849); C. R. **29**. p. 48—51, 709—724 (1849); C. R. **30**. p. 367—373 (1850).

3) H. Moissan, Sur la vaporisation du carbone. C. R. **119**. p. 776—781 (1894).

4) M. Berthelot, Synthèse de l'acetylène par la combinaison directe du carbone avec l'hydrogène. C. R. **54**. p. 640—642 (1862).

5) J. Dewar, Studies on the electric arc. Proc. Roy. Soc. **30**. p. 85—93 (1880).

hat zuerst Edlund so gedeutet, dass im Bogen eine electromotorische Gegenkraft vorhanden sei, während man sie auch erklären kann durch die Annahme eines Uebergangswiderstandes, welchen der Strom beim Uebergang von der Kohle zum Gase erfährt. Ueber diese verschiedenen Deutungen und über die Grösse der Gegenkraft sind sehr zahlreiche sich zum grossen Theil stark widersprechende Untersuchungen veröffentlicht, die bisher zu keiner Entscheidung geführt haben.

159. Nimmt man eine electromotorische Gegenkraft im Bogen an, so fände sie ihre einfachste Erklärung durch die weitere Hypothese, dass im Bogen electrolytische Leitung stattfinde, was denn auch sehr häufig mehr oder weniger entschieden ausgesprochen wurde. Die Hypothese der electrolytischen Leitung müsste aber fallen, sobald mit Sicherheit nachgewiesen wäre, dass keine electromotorische Gegenkraft existirt, d. h. dass sich kein Polarisationsstrom nach Unterbrechung des Hauptstroms zeigt. Während die neueren Versuche, z. B. die von Lecher[1]), von Stenger[2]) und von Blondel[3]) in der That gegen einen Polarisationsstrom zu beweisen scheinen, lassen sich doch eine Reihe von Thatsachen anführen, die für electrolytische Leitung sprechen, und sie seien hier wegen ihrer grossen spectroscopischen Bedeutung etwas ausführlicher besprochen.

160. Die Form des Bogens ist bekannt; man findet stets, dass die positive Kohle schneller verbrennt, als die negative, und sich gleichzeitig aushöhlt, während man andererseits an der negativen Kohle häufig die Bildung sogenannter Pilze beobachtet. Sie entstehen dadurch, dass die an dem positiven Kohlestab verdampfte Kohle sich als Graphit an dem negativen ausscheidet. Es sieht also diese Erscheinung so aus, als fände ein electrolytischer Transport von Materie von der Anode nach der Kathode statt, doch ist der Vorgang ebenso gut als Sublimation durch die verschiedene Temperatur zu erklären. Violle[4]) bemerkt, dass wenn man in den Bogen ein Kohlestäbchen halte, es sich auf der Seite, welche der negativen Kohle gegenüber liegt, schnell verzehre und aushöhle, auf der Seite der Anode sich Graphit ansetze, die Erscheinung also dieselbe sei, wie wenn man einen Metallfaden in ein galvanoplastisches Bad tauchte.

161. Der Lichtbogen selbst ist seiner Gestalt und Farbe nach sehr veränderlich und schwer zu beschreiben. In groben Umrissen kann man sagen, er bestehe aus drei Schichten: die innerste Schicht hat Ei-Form und sitzt an der positiven Kohle, erreicht aber meist nicht ganz die negative Kohle. Sie ist violett gefärbt, und ist umhüllt von einer blauen Schicht, die wieder von

1) K. Lecher, Ueber electromotorische Gegenkräfte in galvanischen Lichterscheinungen. Wied. Ann. **33**. p. 609—637 (1888).

2) Fr. Stenger, Die electromotorische Gegenkraft des Lichtbogens. Wied. Ann. **45** p. 33—37 (1892).

3) A. Blondel, Sur le phenomène de l'arc électrique. J. de Physique (3) **6**. p. 513—520 (1897).

4) J. Violle, Rayonnement de différents corps refractaires chauffés dans le four électrique. C. R. **117**. p. 33—34 (1893).

der dritten mehr gelblich gefärbten umgeben ist. Namentlich diese dritte Schicht umspült die positive Kohle auf einer grösseren Strecke, nicht nur an der Spitze, und trägt zur stärkeren Erhitzung derselben bei.[1]) Näheren Aufschluss über die Bedeutung dieser Schichten können wir von ihren Spectren erwarten, und es ist schon früh[2]) ein Unterschied der Spectra in den verschiedenen Theilen des Bogens, namentlich von Lockyer, hervorgehoben worden. Lockyers Methode der langen und kurzen Linien[3]) besteht ja darin, ein Bild der Lichtquelle, also in diesem Falle des Bogens, auf dem Spalt zu entwerfen und dadurch die Spectra der einzelnen Theile der Lichtquelle gesondert zu erhalten. Wenn z. B. in der Mitte des Bogens andere Linien auftreten, als in der äussersten Hülle, und der Spalt steht senkrecht gegen die Kohlen, so werden sich in der Mitte des Spectrums andere Linien zeigen, als an den Rändern, die allen Schichten gemeinsamen Linien werden von einem Rande des Spectrums zum andern reichen, die nur in der Mitte des Bogens auftretenden werden kürzer sein, nur die Mitte des Spectrums einnehmen. Es zeigen sich nun in der That recht erhebliche Differenzen zwischen den einzelnen Linien, d. h. die verschiedenen Theile des Bogens emittiren verschiedenes Licht; aber leider ist die Deutung dieser Unterschiede nicht so einfach wie ihre Constatirung, da zu viele Umstände in der Mitte des Bogens und in den äusseren Schichten verschieden sind. So hat Lockyer diese Unterschiede im Auftreten einzelner Linien ausschliesslich auf Unterschiede der Temperatur und Dichte der Dämpfe geschoben, die verschiedene Zusammensetzung derselben aber gar nicht ins Auge gefasst.

162. Nur drei Arbeiten sind in neuerer Zeit mit der Lockyerschen Methode ausgeführt worden, welche die hier besprochenen Gesichtspunkte berücksichtigen: Thomas[4]) entwirft ein Bild des Kohlebogens auf dem Spalte nach einer von Cornu angegebenen und réglage aplanétique genannten Methode, welche eine Vervollkommnung der Lockyerschen Methode ist, und macht möglichst kurzdauernde photographische Aufnahmen, um der bekannten grossen Veränderlichkeit des Bogenspectrums zu entgehen. Er kann daher nur in der photographisch am besten wirksamen Gegend operiren. Der Spalt befindet sich in drei verschiedenen Stellungen gegen den Bogen, in welchem Stäbe aus einem Gemisch von Kohlen und Metallen verbrannt werden: 1. Der Spalt liegt in der Verbindungslinie der Kohlen: Dann zeigt das Spectrum, dass die Metalllinien an Helligkeit zunehmen vom positiven zum negativen Pol; manche Linien werden am negativen Pol sehr stark, und solche, die nicht ganz durch

1) A. Crova hat versucht, durch Momentaufnahme des Bogens, und ebenso der Flammen, einigen Aufschluss über die Vorgänge in ihnen zu erhalten. C. R. **116**. p. 1343—1346 (1893). Noch weitergehende Versuche in derselben Richtung, auf schnell bewegten photographischen Platten, lieferte N. H. Brown, A photographic study of the electric arc. Physical Review 7. p. 210—216 (1898).

2) z. B. A. Secchi (C. R. **77**. p. 173—177 (1873)) findet schon einen Unterschied der Spectren an Anode und Kathode.

3) J. N. Lockyer, Researches in spectrum analysis in connexion with the spectrum of the sun. Phil. Trans. **163**. p. 253—275 (1873) und in vielen anderen Abhandlungen.

4) L. Thomas, Sur la constitution de l'arc électrique. C. R. **119**. p. 728—730 (1894).

das Spectrum gehen, fehlen am positiven Pol. Die Selbstumkehr der Linien ist am stärksten am negativen Pol, manche Metalllinien reichen noch über ihn hinaus. 2. Wenn der Spalt parallel der Verbindungslinie der Kohlen steht, aber ausserhalb der Axe, so erscheint das Spectrum wie in zwei Theile zerschnitten: auf der Seite der positiven Kohle zeigen sich die Banden der Kohle und des Cyans und die Linien des Cupfers, auf der anderen Seite die übrigen Metalllinien. — 3. Wenn der Spalt senkrecht zur Verbindungslinie der Kohlen steht, so zeigt sich zunächst, dass das Swansche Spectrum viel kürzere Linien hat, als die Metalle; die Banden von C und Cy nehmen von der Mitte nach den Rändern hin an Dicke ab, während die Metalllinien unveränderte Breite haben und nur an beiden Enden in Spitzen auslaufen. Ausserhalb des Bogens, namentlich in der Nähe der Kathode, sind sie Banden der Metalloxyde, namentlich des Ca und Ba, hell. Der Verfasser sagt, der Kern des Bogens enthalte die Stoffe, welche die Banden geben, d. h. C und Cy; in der Hülle um den Kern gehen von der positiven nach der negativen Kohle die Metalldämpfe, welche sich nach diesem gewissermaassen electrolytischen Transport oxydiren. Er schreibt aber auch den Luftströmungen eine grosse Rolle zu. „Le charbon positiv serait attaqué par les gaz qu'y apporte le courant, le charbon négativ serait protégé par les vapeurs métalliques contre l'acces de l'air." Thomas führt noch an, dass wenn der Bogen im luftverdünnten Raum brenne, die Querschnitte an beiden Polen gleich seien, dass wenn der Bogen in H von etwa 10 cm Druck brennt, die Wasserstofflinien am negativen Pol viel heller seien, u. s. w.

Aus Allem geht hervor, dass der Verfasser Vieles findet, was an Electrolyse denken lässt, aber zu vorsichtig ist, um eine solche direct anzunehmen. Namentlich das starke Hervortreten der Metalllinien an der Kathode spräche dafür.

163. Die zweite Arbeit[1]), von Miss Baldwin, beruht auf viel schlechterem und nicht genug durchgearbeitetem Beobachtungsmaterial, spricht sich aber viel entschiedener in gleichem Sinne aus. Baldwin entwirft mittelst eines Hohlspiegels ein Bild des Bogens auf dem Spalt eines Rowlandschen Concavgitters. Das ist aber das ungeeignetste Instrument, welches man wählen kann, da es wegen seines Astigmatismus die Spectra der verschiedenen Stellen wieder durcheinander mischt, so dass nur die gröbsten Unterschiede übrig bleiben. — Die Verfasserin beginnt ihre Arbeit mit dem Zweck, zu untersuchen, wie eingeführte Substanzen das Spectrum des reinen Kohlebogens ändern; sie untersucht daher erst das Spectrum des gewöhnlichen Bogens an verschiedenen Stellen, dann nachdem die Kohlen mit Metallen versehen sind. Für den Bogen ohne Metalle findet sich, dass die Kohlebanden am stärksten am positiven Pol auftreten und im Wesentlichen auf den Kern des Bogens beschränkt seien. Die Metalllinien, welche von den Verunreinigungen der Kohle herrühren, sind am stärksten ebenfalls im Kern des Bogens, aber mehr an der

1) C. W. Baldwin, A photographic study of arc spectra. Physical Review. 3. p. 370—380, 448—457 (1895).

negativen Kohle. Doch sind hier zahlreiche Ausnahmen vorhanden, indem einzelne Linien ausschliesslich in den äussersten Schichten auftreten, andere ausschliesslich an der positiven Kohle, so dass sich allgemeine Gesetze kaum finden. Im Ganzen zeigen sich mehr Unterschiede zwischen der Mitte und dem Rande des Bogens, — und solche müssen wir wohl wesentlich auf Unterschiede der Temperatur und des Druckes schieben, — als zwischen Anode und Kathode, welche auf Electrolyse deuten würden. So findet Baldwin im ganzen Spectrum zwischen $\lambda = 2263$ und $\lambda = 6042$ 799 Linien, die von Verunreinigungen herrühren; davon sind im Kern des Bogens sichtbar 787, in der ersten Hülle 431, in der äussersten 232. — Dann werden verschiedene Metalle eingeführt mit folgenden Resultaten: im Allgemeinen werden die Metalllinien, die am stärksten am negativen Pol sind, stärker vom Kern nach den äusseren Hüllen hin, umgekehrt sind die Linien, die am positiven Pol stärker sind, als am negativen, stärker im Kern als in den äusseren Hüllen. K, Na, Li, Ba, Sr, Ca schwächen die Linien, welche im reinen Bogen am positiven Pol am stärksten sind, wobei sich K am wirksamsten zeigt, und Ba besonders die Banden schwächt. Cu und Ag sind ohne Einfluss auf das Spectrum des reinen Bogens, Zn und Cd stärken umgekehrt die Banden und schwächen die Metalllinien, die sonst vom negativen Pol ausgehen. Die Verfasserin schliesst, dass viele Erscheinungen für eine Electrolyse im Bogen sprächen, namentlich die Thatsache, dass die Metalllinien am stärksten an der Kathode auftreten, die Kohlebanden an der Anode, und dass die electropositivsten Metalle K, Na, Li, Ba, Sr, Ca stärker an der Kathode auftreten, als die schwächer electropositiven Cd, Zn, Cu, Ag. Ich möchte hinzufügen, dass die Beobachtungen gleichzeitig den Schluss nahe legen, dass, wenigstens in sehr vielen Fällen, der Transport der Kohledämpfe im Kern des Bogens erfolgt, der der Metalldämpfe mehr in den äusseren Schichten.

164. Einen noch directeren Beweis für die electrolytische Leitung sucht Foley[1]) zu erbringen. Er verfährt ganz wie Miss Baldwin, deren Beobachtungen er aber nicht durchweg anerkennt, namentlich nicht die, dass einige Metalllinien in der äussersten Schicht am hellsten sein könnten. Das Abnehmen der Linienzahl von innen nach aussen erklärt er wohl mit Recht für eine Wirkung der Temperatur. Aber während die Linien der Kohle am stärksten am positiven Pol auftreten, seien die des Ca und anderer Metalle am stärksten an der Kathode. Dass der Vorgang wirklich ein electrolytischer sei, bei welchem die Metalle von der Anode nach der Kathode transportirt werden, soll folgender Versuch beweisen: eine negative Kohle wird mit einem Kern von Ca-Salz versehen, ihr eine volle positive Kohle gegenüber gestellt. Der Bogen wird durch eine dazwischen gehaltene dritte Kohle entzündet und nach Brennen während einer Minute ausgelöscht. Ersetzt man dann die Ca-Kohle durch eine neue volle, und lässt den Bogen wieder brennen, so treten nur wenige Ca-Linien auf, etwa so, wie sie in jedem Bogen durch Verunreinigungen der Kohle mit Ca sichtbar sind. Macht man den gleichen Versuch, indem man die Kohle mit Ca als

1) A. L. Foley, Arc spectra. Physical Review 5. p. 129—151 (1897).

Anode benutzt, so treten nach ihrer Ersetzung durch eine frische Kohle die Ca-Linien sehr stark auf. Dies soll dadurch erklärt werden, dass im ersten Versuch das Ca an der Kathode sass, also durch den Strom nicht nach der vollen Kohle transportirt werden konnte, während im zweiten Falle ein solcher Transport in der einen Minute eingetreten war, und daher das Ca-Spectrum nachher kräftig auftreten konnte. — Die Electrolyse sei der Grund dafür, dass die stark electropositiven Metalle am stärksten am negativen Pol auftreten. Nach Foley sind C, Si, Mn am stärksten am positiven Pol, Ca, K, Al, Ba, Na am negativen, während Ti, Fe, Cu überall gleich stark sind.

165. Wie man aus dem Angeführten sieht, sprechen sich die Verfasser immer entschiedener für das Vorhandensein einer electrolytischen Leitung aus, aber ich kann nicht sagen, dass ihre Angaben auch für andere so überzeugend wären. Fortwährend finden sie selbst Erscheinungen, welche dem Erwarteten widersprechen, die dann durch Luftströmungen oder Aehnliches erklärt werden müssen. Ich muss auch gestehen, dass ich selbst bei meinen durch Jahre fortgesetzten Arbeiten mit dem Bogenspectrum, freilich auch mit Rowland-schem Concavgitter, nicht so grosse Unterschiede in den verschiedenen Theilen des Bogens bemerkt habe; Unterschiede waren freilich vorhanden, manchmal auch recht erhebliche, aber sie schienen vielmehr Zufälligkeiten ihren Ursprung zu verdanken, indem sie bei demselben Element manchmal vorhanden waren, manchmal nicht. Vor Allem scheint mir, dass die Existenz eines Polarisationsstromes nachgewiesen werden müsste, bevor man die electrolytische Leitung als bewiesen betrachten könnte. — Obige Versuche von Foley lassen sich z. B. leicht durch die Unterschiede der Temperatur und die dadurch bedingte Richtung der Destillation erklären.[1])

Ziehen wir aus Allem den Schluss, so müssen wir sagen, dass wir über die Vorgänge im Bogen ebenso wenig Sicheres wissen, wie über die Vorgänge in Flammen. Vieles spricht für Electrolyse als wenigstens mitwirkend, aber bewiesen ist sie noch nicht. Für die Verschiedenheit des Spectrums an den beiden Kohlen kann man viele andere Gründe anführen: 1) den erheblichen Temperaturunterschied von etwa 1000°, in Folge dessen nothgedrungen die Verdampfung der Kohle hauptsächlich an der positiven Electrode stattfinden muss. 2) Wir wissen nicht, ob das Licht des Bogens eine reine Strahlung in Folge von hoher Temperatur ist, oder ob nicht die electrischen Vorgänge in der Lampe direct Licht hervorrufen. Sollte dies der Fall sein, so können wir Unterschiede an den beiden Kohlen erwarten, da man weiss, dass im Bogen das Potential nicht gleichmässig abfällt, sondern, entgegen dem Verhalten im Geisslerrohr, der Hauptabfall an der Anode stattfindet.[2]) Wie dieser Umstand die Lichtemission beeinflusst, davon wissen wir freilich nichts Sicheres, können nur vermuthen, dass mit steilerem Potentialgefälle höhere Temperatur Hand in Hand gehen wird.

---

1) Siehe z. B. H. Luggin, Centralbl. f. Electrotechn. 1888. p. 567.

2) J. C. Jamin et G. Maneuvrier, Sur les effets produits dans le vide par le courant des machines Gramme. C. R. **94**. p. 1271—1273 (1882).

166. Für gewöhnlich wird man den Bogen immer in Luft von Atmosphärendruck brennen haben; aber es sind auch zahlreiche Versuche bei anderen Drucken und in anderen Gasen ausgeführt worden, freilich mit zweifelhaften Resultaten. Jamin und Maneuvrier[1]) geben an, ein Bogen zwischen Kohle- oder Cupferstäben werde sehr hell, wenn man den Druck kleiner mache und die Stäbe verdampften sehr viel rascher. Im Vacuum aber brenne er gar nicht: werde Schwefelkohlenstoffdampf hineingebracht, so dass der Druck 5 bis 6 cm beträgt, so werde die Helligkeit enorm gross. Liveing und Dewar[2]) erwähnen bei ihren vielfachen Versuchen in verschiedenen Gasen und bei sehr verschiedenen Drucken nichts darüber, dass bei kleinem Druck der Bogen schlecht brenne. Sorgfältigere Untersuchungen sind von Stenger[3]) ausgeführt worden. der findet, dass im Vacuum, d. h. bei 1 bis 2 mm Druck, — niedriger kann man den Druck wegen der sich fortwährend aus den Kohlen entwickelnden Gase nicht erhalten, — der Bogen brennt. Er ändert aber dabei seinen Character: der Temperaturunterschied zwischen den Kohlen verschwindet, das Spectrum der Kohle tritt zurück, während die Linien der in der Kohle enthaltenen Metalle und die Linien der umgebenden Gase, wenigstens des Wasserstoffs, sehr hell werden. Man sollte nach diesen Angaben erwarten, dass die Helligkeit des Bogens mit dem Druck abnehmen müsse. Dem widerspricht zum Theil die Angabe von Wilson[4]), dass mit zunehmendem Druck in N die Strahlung, welche mit einem Radiomikrometer gemessen wurde, immer schwächer werde und auch das sichtbare Licht abnehme, so dass bei 20 Atm. nur noch dunkelrothes Licht austrete. In einer zweiten Abhandlung finden freilich Wilson und Fitzgerald[5]), dass diese Beobachtungen sich durch Bildung von NO_2 erklären, welches das Licht absorbirte, und sie versuchen nun Messungen in O, H oder CO_2 anzustellen. Allein die Messungen misslingen sämmtlich, da durch die bei hohem Druck entstehenden Luftströmungen unregelmässige Strahlenbrechung eintritt. Jedenfalls, sagen die Verfasser, trete keine wesentliche Steigerung der Intensität mit dem Druck ein, was man erwarten sollte, wenn die Kohlen wirklich bis zur Verdampfungstemperatur erhitzt würden; denn diese Temperatur müsste mit dem Druck wachsen und damit die Helligkeit. Daher bezweifeln sie, dass die Temperatur des Bogens der Siedepunkt der Kohle sei.

167. Es sind damit nur einige wenige dieser Untersuchungen des Bogens

1) J. C. Jamin et G. Maneuvrier, Sur les apparences de l'arc électrique dans la vapeur de sulfure de carbone. C. R. **95**. p. 6—7 (1882).

2) Siehe z. B. G. D. Liveing and J. Dewar, General observations on the spectra of carbon and its compounds. Proc. Roy. Soc. **34**. p. 123—130 (1882).

3) F. Stenger, Beiträge zur Electricitätsleitung der Gase. Wied. Ann. **25**. p. 31—48 (1885).

4) W. E. Wilson, On the effect of pressure of the surrounding gas on the temperature of the crater of an electric arc light. Proc. Roy. Soc. **58**. p. 174—176 (1896), auch Astrophys. J. **2**. p. 212—214 (1895).

5) W. E. Wilson and G. F. Fitzgerald, On the effect of pressure in the surrounding gas on the temperature of the crater of an electric arc. Correction of results in former paper. Proc. Roy. Soc. **60**. p. 377—383 (1896), auch Astrophys. J. **5**. p. 101—108 (1896).

angeführt. Weiteres müssen wir electrotechnischen Werken überlassen und uns nun zur Besprechung des Spectrums wenden, welches der gewöhnliche Kohlebogen zeigt, und welches sich bei jeder spectroscopischen Benutzung des Bogens über das zu untersuchende Spectrum legt. Leider haben wir bei Erzeugung von Bogenspectren nicht die günstigen Verhältnisse, die die Bunsensche Flamme bietet, sondern wir befinden uns nahezu in der Lage, in der man vor deren Entdeckung bei Anwendung leuchtender Flammen war. Das Spectrum des Bogens ist ein ausserordentlich linienreiches und complicirtes: bis auf wenige Stellen ist der ganze Grund von den feinen Linien der Banden der Kohle und des Cyans bedeckt, die in den Kanten der Banden, namentlich der Bande, welche bei 3883 beginnt, so nahe zusammenrücken und so hell werden, dass sie nur besonders starke andere Linien hier noch erkennen lassen. Nach Fievez[1]) soll die Helligkeit der Banden proportional der Stromstärke und umgekehrt proportional zur Länge des Bogens sein. Genaueres über diese Banden und ihren Ursprung wird man in dem speciellen Theil über die Spectra der einzelnen Elemente bei Besprechung der Kohle finden. Auch im Ultraroth sind noch Banden der Kohle vorhanden, wie Snow[2]) fand. Die Kohlebanden werden glücklicher Weise .geschwächt, wenn man Metalle in den Bogen einführt, bei manchen Metallen sehr bedeutend.[3]) Die Angabe von Snow aber, die Banden verschwänden bei Einführung der Alkalien vollständig, ist ganz falsch. Ebenso falsch ist die Angabe von Trowbridge[4]), dass wenn die Kohlen 30% Fe enthielten, die Kohlebanden verschwänden. Selbst im Bogen zwischen zwei Eisenstäben genügen die Spuren von Kohle im Eisen, um Spuren der Banden erscheinen zu lassen. Liveing und Dewar[5]) meinen, auch das Bandenspectrum, welches dem Wasserdampf angehört, im Bogenspestrum beobachtet zu haben; das kann aber nur in einzelnen bestimmten Fällen, vielleicht bei Benutzung sehr wasserhaltiger Salze, richtig sein. Ich wenigstens habe nie auch nur die geringste Spur dieser Banden gefunden.

Ausser den Banden treten im Bogen noch sehr zahlreiche Linien von den stets in der Kohle vorhandenen Verunreinigungen auf, und auch eine Linie vom Linienspectrum der Kohle, $\lambda = 2478.66$. Unter den Verunreinigungen finden sich besonders stark: Fe, Ca, Mn, Al, Mg, Si, As. Aber es fehlt kaum eins der existirenden Elemente, welches im Bogen überhaupt Linien zeigen

1) Ch. Fievez, Recherches sur le spectre du carbone dans l'arc électrique en rapport avec le spectre des comètes et le spectre solaire. Mém. de Belgique **47**. p. 3—6 (1885).

2) B. W. Snow, Ueber das ultrarothe Emissionsspectrum der Alkalien. Wied. Ann. **47**. p. 208—251 (1892), auch Physical Review **1**. p. 28—116 (1893).

3) Siehe z. B. G. D. Liveing and J. Dewar, Proc. Roy. Soc. London. **28**. p. 367—372 (1879); B. W. Snow, Wied. Ann. **47**. p. 208—251 (1892); C. W. Baldwin, Physical Review **3**. p. 370—380, 448—457 (1895). E. P. Lewis and E. S. Ferry, The infra- red spectra of metals. Astron. & Astrophys. **13**. p. 752 (1894).

4) J. Trowbridge, Phil. Mag. (5) **41**. p. 450—454 (1896).

5) G. D. Liveing and J. Dewar, On the spectrum of water. Proc. Roy. Soc. **30**. p. 580—582 (1880).

kann, wenn auch nur wenige seiner stärksten Linien vorhanden sind. Auch solche Elemente, die man kaum vermuthen würde, zeigen sich: z. B. ist stets eine Linie des Hg, $\lambda = 2536.65$ sichtbar. Die Untersuchung der Bogenspectra macht dadurch sehr grosse Schwierigkeiten und setzt die Kenntniss wenigstens der wichtigsten Linien aller Elemente voraus, wenn man nicht grobe Irrthümer begehen will.[1] Der Versuch erscheint aussichtslos, die zur spectroscopischen Beobachtung zu verwendenden Kohlen vorher von diesen Verunreinigungen befreien zu wollen. Liveing und Dewar[2] geben an, dass nach Stunden langem Glühen in Chlor die Kohlen noch zahlreiche der Linien, namentlich von Fe und Ca, zeigten. — Moissan findet, dass im electrischen Ofen benutzte Kohlestäbe sehr rein wurden, da alle Metalle leichter verdampfen, als die Kohle. Deslandres[3] untersucht dann spectroscopisch solche Kohlestäbe, findet, dass sie an den äussersten Spitzen nur Ca enthalten, welches vielleicht von der inneren Ofenwand herstammt, aber desto unreiner werden, je weiter man von der Spitze abgeht. Am reinsten sind die sich am negativen Pol bildenden Pilze von sublimirter Kohle; sie scheinen nur noch Kohlelinien zu geben.

168. Eine specielle Eigenthümlichkeit der Bogenspectra sei hier noch kurz erwähnt, die leichte Selbstumkehr der Linien. Wir haben im Bogen eine Quelle so hoher Temperatur, dass die Metalle sehr reichlich verdampfen. Der Dampf fliesst nach allen Seiten ab und kühlt sich, so dass der heisse Kern des Bogens von einer genügend dicken Schicht kühlerer Dämpfe umgeben ist, um die Erscheinungen der Absorption nach dem Kirchhoffschen Gesetz hervorzubringen. Da dieser kühlere Dampf in der Regel auch weniger dicht ist, werden die Linien, die er emittiren würde, die er also auch absorbirt, weniger breit sein, als die vom Kern des Bogens stammenden, und so entsteht eine Linie, deren Ränder hell, deren Mitte dunkler ist. Die grosse Bedeutung dieser umgekehrten Linien wird an anderer Stelle erörtert werden.

169. Ueber die Einführung der Substanzen, deren Spectrum untersucht werden soll, in den Bogen, ist wenig zu sagen. Eine Methode besteht darin, dass man die positive Kohle mit einer axialen Bohrung versieht, und dieselbe mit der zu untersuchenden Substanz oder auch mit einem Gemisch aus der Substanz und Kohlepulver ausfüllt. Man kann so, falls die Substanz nicht gar zu flüchtig ist, lange Zeit das Spectrum derselben erhalten; abweichend von den Flammen wird man zweckmässig nicht zu flüchtige Salze einführen. — Eine zweite weniger bequeme, aber allgemeiner anwendbare Methode ist die, dass man von Zeit zu Zeit den Bogen auslöscht, in den Krater der positiven Kohle, die natürlich dazu die untere Kohle sein muss, ein Stückchen der Sub-

1) Als Curiosum sei angeführt, dass im Jahre 1878 Walker die überraschende Entdeckung mittheilt, der electrische Lichtbogen gebe ein discontinuirliches Spectrum, welches er noch dazu für ein Absorptionsspectrum hält (Nat. **18**. p. 384).

2) G. D. Liveing and J. Dewar, On the reversal of the lines of metallic vapours. Proc. Roy. Soc. London **29**. p. 402—406 (1879).

3) H. Deslandres, Étude spectrale des charbons du four électrique. C. R. **120**. p. 1259—1260 (1895).

stanz einführt, dann den Bogen wieder entzündet. Dabei kann die Lampe nur von Hand regulirt werden, weil je nach der vorhandenen Menge des Metalldampfes der Widerstand des Bogens so bedeutend variirt, dass er nicht mehr ruhig brennt: nach dem Entzünden wird er für viele Substanzen ausserordentlich lang, wenn man automatische Regulirung anzuwenden versucht, und geht schnell aus, die Kohlen kommen wieder zusammen, um wieder schnell aus einander zu gehen u. s. w. Bei Regulirung mit der Hand dagegen erhält man je nach der Flüchtigkeit der eingeführten Substanz für 0,5 bis zu mehreren Minuten brauchbares Licht. Die verschiedenen Substanzen verhalten sich aber im Bogen sehr verschieden, und man muss oft eine ganze Reihe von Verbindungen durchprobiren, bevor man die geeignetste gefunden hat: einige Metalle haben die Neigung, sobald der Bogen entzündet ist, zu verspritzen, bei anderen brennt der Bogen ausserordentlich unruhig, springt von einer Seite zur andern, geht nicht von den Spitzen der Kohlen aus, sondern verbindet weiter abgelegene Theile, so als ob die Spitzen mit isolirenden Ueberzügen versehen wären, kurz es treten eine ganze Anzahl kleiner practischer Schwierigkeiten auf, die aber von Fall zu Fall verschieden sind. — Eine dritte, die principiell beste Methode besteht darin, dass man statt der Kohlestäbe solche aus dem zu untersuchenden Metall selbst herstellt. Man bekommt so am meisten Licht, und vor Allem wird man frei von den so ungemein störenden Kohlebanden. Leider aber ist die Methode nur für sehr wenige Fälle anwendbar. Besonders gut geht es mit Fe: mit einer Stromstärke, welche der Dicke der Stäbe angepasst ist — nach meiner Erfahrung etwa 10 bis 15 Amp. für cylindrische Stäbe von 1 bis 1,5 cm —, brennt der Bogen ganz ruhig. Nur muss man auch hier auf automatische Regulirung verzichten, denn sobald der Bogen ausgeht und die Stäbe zusammenkommen, schmelzen sie zusammen. Ist der Strom zu schwach, so überziehen sich die Stäbe gern mit einer nicht leitenden Oxyd-(?)schicht, und bei Wiederberührung entzündet sich der Bogen nicht mehr; ist der Strom zu stark, so schmilzt das Eisen zu schnell, wird zu flüssig und fliesst von dem positiven Stab fortwährend herunter. Ausser Eisen habe ich noch Cupfer ganz brauchbar gefunden, nur muss man wesentlich dickere Stangen verwenden, und der Bogen brennt jedenfalls viel schlechter, als zwischen Kohle. Es mögen sich noch manche andere Metalle eignen, welche ich nicht versucht habe, bei einer grossen Anzahl aber ist das Verfahren unmöglich, weil z. B. die positive Stange unmittelbar abschmilzt; eine Silberstange von 1,5 cm zerfloss so, als ob man eine Stange Butter gegen einen heissen Ofen drückt. Bei anderen Metallen bildet sich sofort eine vollständig isolirende Schicht des Oxydes, z. B. bei Al, so dass der Bogen nach dem Ausgehen sich nicht wieder entzündet. In manchen Fällen kann man einen Kohle- und einen Metallstab nehmen, z. B. bei Cu, man erhält dann sehr gut brennende Bogen.

Ich habe kürzlich gefunden, dass die Schärfe der Spectrallinien sehr verschieden ist je nach Ort und Art des Verbrennens. Das Eisenspectrum er-

hält man z. B. am schärfsten, wenn man zwei Kohlen brennt und in die untere etwas Eisen legt. Unschärfer wird es mit positiver Kohle, negativem Eisen, noch unschärfer mit positivem Eisen negativer Kohle, am unschärfsten mit zwei Eisenstäben.

Le Roux[1]) giebt an, der Bogen brenne viel ruhiger, wenn man von einer Seite einen schwachen Sauerstoffstrom einbläst.

170. Für manche Zwecke, besonders wenn es sich um Steigerung der Umkehrungserscheinungen handelt, ist es zweckmässig, den Bogen nicht frei

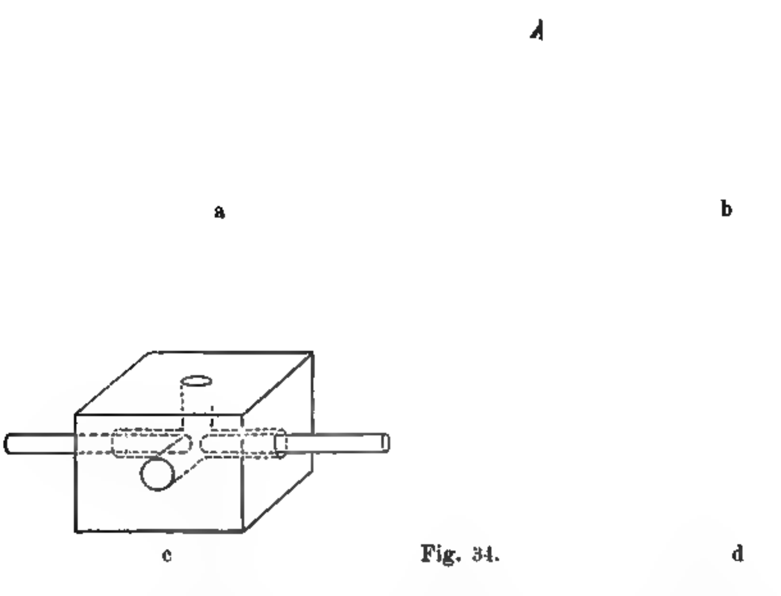


Fig. 34.

brennen zu lassen, sondern in eine kleine Höhlung einzuschliessen, weil dadurch die Metalldämpfe zusammengehalten werden. Liveing und Dewar[2]) haben zahlreiche Formen für diesen Zweck ersonnen, von denen Fig. 34 einige Beispiele zeigt: in a haben wir einen Kohleblock, der durch eine untergelegte Cupferplatte mit dem einen Pol der electrischen Leitung verbunden ist. Das andere Ende der Leitung führt zu dem Kohlestab, der durch ein isolirendes Rohr eingeführt ist. Der im Innern des Blocks entstehende Bogen kann durch die vertical abwärts führende Bohrung mit Substanzen beschickt und beob-

1) F. P. Le Roux, Sur quelques expériences relatives à l'emploi de la lumière électrique C. R. **66**. p. 42—43 (1868).

2) G. D. Liveing and J. Dewar, siehe Proc. Roy. Soc. **28**. p. 352—358, 471—485 (1879). ibid. **32**. p. 225 231 (1881) Cambridge Proc. (4) **5** p. 256 -265 (1882). Ferner J. Dewar, J Roy. Instit. of great Brit. **9**. p. 204—220 (1879).

achtet werden. Eine andere Form zeigt Figur b, wo der Block aus Kalkstein gebildet ist und zwei Kohlestäbe eingeschoben werden. Noch besser ist die Form c, wo in einen Kalkblock zwei Kohlestäbe horizontal eingeschoben sind, so dass sie sich in der Mitte treffen und hier der Bogen entsteht; von oben geht noch eine Bohrung vertical abwärts, durch welche Material eingeführt wird, während ein drittes horizontal nach der Mitte führendes Loch den Austritt des Lichtes gestattet. Dieselbe Form haben Kayser und Runge[1]) verwandt, nur dass bei ihnen der Block aus Kohle hergestellt war, da Kalkblöcke gar zu kurze Zeit halten. Die Kohlestäbe waren durch kurze Stücke Glasrohr isolirt eingeführt, und die zweite horizontale Bohrung führte nicht nur bis zur Mitte, sondern ganz durch den Block; man gewann so noch eine Oeffnung, durch welche man verschiedene Gase in den Bogen einführen kann. Zu letzterem Zweck geben auch Liveing und Dewar verschiedene Formen an, von welchen Fig. d eine zeigt: die eine in den Kalkblock geschobene Kohle ist durchbohrt und durch sie lässt sich das gewünschte Gas zuführen. — Liveing und Dewar[2]) haben noch eine eigenthümliche Form des Bogens benutzt, die vielleicht einmal geeignet sein wird, die Frage zu entscheiden, ob das vom Bogen erzeugte Licht seinen Ursprung ausschliesslich der hohen Temperatur oder zum Theil auch einer directen Wirkung der Electricität verdankt: eine dickere hohle Kohle dient als eine Electrode, in welche hinein die zu verdampfenden Substanzen gebracht werden. Die zweite Kohleelectrode steht unter rechtem Winkel zur ersten, der Bogen brennt zwischen der äusseren Seite der ersten und der zweiten Kohle. Das entstehende Spectrum, welches durch die Bohrung der ersten Kohle beobachtet wird, ist schwächer und scheint niedrigerer Temperatur zu entsprechen, d. h. sich mehr einem Flammenspectrum zu nähern. Sicher können wir bei diesem Spectrum nicht mehr von einer directen Wirkung der Electricität sprechen.

171. Ein Hauptübelstand ist bei jeder Benutzung des Kohlebogens, wie schon mehrfach hervorgehoben wurde, die störende Anwesenheit der Banden der Kohle und des Cyans; es ist ein grosses Verdienst einer von Crew und Tatnall[3]) ersonnenen Methode, dass sie uns von diesen Banden frei macht. Die Verfasser setzen auf die Axe eines kleinen schnell laufenden Electromotors eine Metallscheibe, an deren Rand ein oder mehrere Stücke des zu untersuchenden Körpers befestigt sind. Am einfachsten geschieht das, indem man die Scheibe aus zwei Kreisplatten herstellt, zwischen denen die Stücke festgeklemmt werden. Diese Scheibe wird zur einen Electrode der Lampe gemacht, neben ihr wird als zweite Electrode ein Stück desselben Materials so

---

1) H. Kayser und C. Runge, Ueber die im galvanischen Lichtbogen auftretenden Bandenspectren der Kohle. Abh. der Berl. Akad. d. Wiss. 1889.

2) G. D. Liveing and J. Dewar, Proc. Roy. Soc. **34**. p. 119—122 (1882) und Cambridge Proc. (4) **5**. p. 256—265 (1882).

3) H. Crew and R. Tatnall, On a new method for mapping the spectra of metals. Astron. & Astrophys. **13**. p. 741—747 (1894), Phil. Mag. (5) **38**. p. 379—386 (1894).

befestigt, dass man es durch eine Schraube fein nähern kann, so dass es von den Stücken an der Scheibe bei deren Rotation grade berührt wird. Dann entsteht bei der Rotation der Scheibe ein fortwährend entzündeter und wieder verlöschender Bogen, der sich sehr gut zur Beobachtung der Spectren eignet, wie die von Crew veröffentlichten Spectraltafeln einiger Elemente beweisen. Das Verfahren arbeitet offenbar auch sehr sparsam mit dem zu untersuchenden Material, ist aber leider auf solche Substanzen beschränkt, die man in Form fester leitender Stücke herstellen kann. — Wie hoch in diesem Falle und in allen Fällen, wo man den Bogen nicht zwischen Kohle, sondern zwischen Metallstäben entstehen lässt, die Temperatur wird, darüber wissen wir nichts bis auf den erwähnten Versuch von Violle.

Zum Schluss sei noch bemerkt, dass der Bogen zwischen Kohle- oder Metallstäben auch brennt, wenn man ihn in Flüssigkeiten, Wasser, Salzlösungen, Alkohol u. s. w. taucht. Dies bemerkte schon Davy, und der Versuch ist später mehrfach wiederholt worden, auch finden sich einzelne Angaben über die sichtbaren Spectren, aber sie sind so dürftig, dass man wenig darüber sagen kann. Masson[1]) beobachtet den Bogen in Wasser, Terpentinöl, Alkohol, sieht nur ein continuirliches Spectrum. Liveing und Dewar[2]) beobachten mit Wechselstrom: Kohlestäbe in Wasser zeigen nur die Kohlebanden, keine Spur der Cyanbanden, auch nicht bei Zusatz von Ammoniak oder salpetersaurem Kali. Auch in reinem Glycerin sind sie unsichtbar, bei Zusatz von Nitrobenzol erscheint die Bande bei 4382. Dewar[3]) giebt an, Platinstäbe in verdünnter Schwefelsäure zeigen die Linien von H und Luft; Aluminiumstäbe geben hauptsächlich die Oxydbanden, Magnesiumstäbe die Banden des Oxyds und Linien des Metalls.

172. Eine eigenthümliche Bogenlampe ist mit Hg construirt worden. Den ersten Versuch dazu macht Gladstone[4]): aus einem Reservoir fliesst ein dünner Quecksilberstrahl in ein Gefäss; werden Reservoir und Gefäss mit den Polen einer kräftigen Batterie verbunden, so zerstreut der electrische Strom den Strahl, zwischen dessen Theilchen sich nun ein Lichtbogen bildet, dessen Spectrum Gladstone beschreibt. Genau dieselbe Vorrichtung erfindet von Neuem Way[5]), der, um den Quecksilberdampf wieder zu gewinnen, den Bogen mit einem Glascylinder umgab. Die erste brauchbare Lampe aber construirte Arons[6]), indem er den Bogen im Vacuum zwischen zwei Hg-Flächen

---

1) A. Masson, De la nature de l'étincelle électrique et de sa cause. Ann. chim. et phys. (3) **31**. p. 295—326 (1851).

2) G. D. Liveing and J. Dewar, General observations on the spectra of carbon and its compounds. Proc. Roy. Soc. **34**. p. 123—130 (1882).

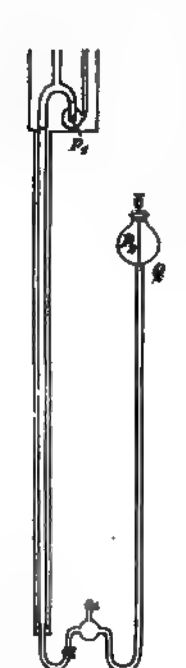
3) J. Dewar, Note on electrolytic experiments. Proc. Roy. Soc. **30**. p. 170—172 (1880).

4) J. H. Gladstone, On the electric light of mercury. Phil. Mag. (4) **20**. p. 249—253 (1860).

5) Way, Dinglers Polytechn. I. **157** p. 399 (1860) u. **159**. p. 46 (1861).

6) L. Arons, Ueber einen Quecksilberlichtbogen. Wied. Ann. **47**. p. 767—771 (1892) und: Ueber den Lichtbogen zwischen Quecksilberelectroden, Amalgamen und Legirungen. Wied. Ann. **58**. p. 73—95 (1896).

übergehen lässt. Nebenstehende Fig. 35 zeigt seine Einrichtung: ein umgekehrtes U-förmiges Rohr besitzt ein geschlossenes Ende p, in welches ein Platindraht p, eingeschmolzen ist. An das andere Ende ist ein Rohr von mehr als Barometerlänge angeschmolzen, an welches sich unter Einschaltung einer Kugel ein Schlauch mit Gefäss Q schliesst. Das lange Rohr, der Schlauch und Q werden mit Hg gefüllt, dann das U-Stück mittelst eines oben angeschmolzenen Seitenrohrs evacuirt. Durch Q wird als zweite Electrode ein Draht in das Quecksilber eingeführt. Senkt man nun Q, so reisst die Hg-Füllung oben im U-Rohr, und es bildet sich ein Lichtbogen zwischen den Oberflächen



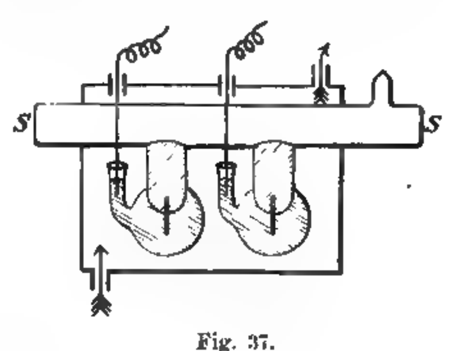


Fig. 35. Fig. 36. Fig. 37.

des Hg in den beiden Schenkeln des Rohres. Da das Glasgefäss sich sehr stark erhitzt, ist es in einen Metallkasten mit Wasser gesetzt, der nur ein Fenster zum Austritt des Lichtes besitzt. Sollte der Bogen ausgehen, so kann man ihn durch Heben von Q, bis das Quecksilber in beiden Schenkeln zusammengeflossen ist, und Senken sofort wieder anzünden. — Arons hat später eine einfachere Form der Lampe angewandt, welche in Fig. 36 abgebildet ist: Die Electroden m, n des U-förmigen Rohres sind in weitere Quecksilberbehälter eingeschmolzen, um die Temperatur hier nicht so hoch werden zu lassen. Die Lampe wird entzündet, indem man sie etwas neigt oder erschüttert, so dass die beiden Quecksilbersäulen in dem U-Rohr sich für einen Augenblick berühren. Dann bildet sich der Bogen bei B. Man kann nur schwache Ströme anwenden, sonst wird das Glasgefäss zu stark erhitzt, oder man muss den ganzen Apparat in Wasser senken. Dann tritt aber der Uebelstand ein, dass der Quecksilberdampf sich fortwährend an der Glaswandung condensirt, so dass nur ungenügend Licht austreten kann. Lummer[1]) hat diesen Fehler beseitigt und der Lampe eine sehr zweckmässige Gestalt gegeben, die Fig. 37 zeigt: die unteren mit Quecksilber gefüllten Theile des Aronsschen U-Rohres sind hier durch eine längere Röhre SS verbunden. Das Gefäss liegt in einem Kasten, durch welchen Wasser zur Kühlung strömt,

1) O. Lummer, Vereinsbl. d. deutsch. Ges. für Mechanik u. Optik. 1896, Heft 4.

aber die Enden ragen heraus, werden also etwas wärmer, und es tritt daher hier keine Condensation ein, sondern man kann dauernd frei durch die Länge des Bogens sehen.

Auch Fabry und Perot[1]) haben eine Quecksilberlampe beschrieben, welche der von Lummer ähnlich zu sein scheint. — Arons berechnet für seine Lampe nach einer von Warburg gegebenen Formel für Geisslersche Röhren — freilich auf sehr unsicherer Grundlage — eine Temperatur von 2500° bis 4600°. — Arons hat ferner versucht, dem Hg andere Metalle beizumengen und so deren Spectrum zu erzeugen: bei Na traten Linien namentlich an der Anode auf, K zeigte gar keine Linien, Ag zeigte eine resp. zwei Linien an der Kathode, Sn eine Linie, Cd fünf Linien, am besten an der Anode. Alle diese Lampen erhitzen sich indessen ausserordentlich stark und springen meist nach wenigen Minuten. Günstiger erwies sich die flüssige Legirung von Na und K, welche von beiden Elementen eine ganze Anzahl Linien zeigte. Gumlich[2]) ist es dann später gelungen, durch Beseitigung der Oxydbildung eine Lampe herzustellen, in welcher ein Cd-Amalgam leidlich brennt. Grade das Cd-Spectrum ist wegen der von Michelson gefundenen grossen Homogenität seiner Linien für viele Zwecke von Wichtigkeit, aber es ist nach den gewöhnlichen Methoden schwer ruhig und lichtstark herzustellen, so dass eine derartige Lampe von Bedeutung wäre. Hamy[3]) beschreibt dann eine „Cadmiumlampe“: sie ist eine Geislerröhre mit äusseren Electroden. Die Röhre hat 20 mm Durchmesser, 130 mm Länge, ist in der Mitte eingeschnürt. Man bringt einige Centigramm Cd hinein, pumpt aus und erhitzt auf etwa 300°, schmilzt schliesslich zu. Die Electroden sind Metallcylinder, welche über die Enden des Rohres geschoben und durch ein leicht flüssiges Loth damit verbunden werden. Das Ganze hängt in einem Cupferrohr von 2 mm Wandstärke, 50 mm Durchmesser, 160 mm Länge, das mit zwei Metallkappen versehen ist, deren eine ein Fenster besitzt, um das Geisslerrohr end-on beobachten zu können. Ueber das Cupferrohr wird noch ein Halbcylinder zum Wärmeschutz gehängt. Durch eine Reihe von Brennern wird es auf 350° erhalten. Bei dieser Temperatur ist der Widerstand des Geisslerrohres gleich dem von 0,1 bis 0,2 mm Luft, bei höherer und tieferer Temperatur ist er grösser. An der einen Electrode beschlägt das Rohr sich mit Cadmium; kehrt man den Strom des Inductoriums um, so verschwindet der Beschlag und erscheint an der andern Seite. Im Nebenschluss zur Lampe wird ein Condensator angebracht.

Auch Michelson[4]) beschreibt eine solche Cadmiumlampe.

In der ersten Zeit nach Erfindung der Dynamomaschinen finden sich in

---

1) Ch. Fabry et A. Perot, Sur une source intense de lumière monochromatique. C. R. **128**. p. 1156—1158 (1899). Siehe auch Ann. chim. et phys. (7) **12**. p. 459—501 (1899).

2) G. Gumlich, Ueber die Herstellung von Aronsschen Bogenlampen mit Amalgamfüllung. Zs. Instrkde. **17**. p. 161—165 (1897).

3) M. Hamy, Nouvelle lampe à cadmium pour la production des franges d'interférence, à grande différence de marche. C. R. **124**. p. 749—752 (1897).

4) A. A. Michelson, Trav. et Mem. Bur. internat. des poids et mes. **11**. p. 35 (1895).

der Litteratur mehrfach Angaben, das Spectrum des mit einer Dynamomaschine erzeugten Bogens sei verschieden von dem mittelst galvanischer Batterien erzeugten.[1]) Insofern es sich nicht um blosse Unterschiede der Stromstärke handeln sollte, sind diese Angaben zweifellos unrichtig. Eher kann schon die Bemerkung von Liveing und Dewar[2]), ein Wechselstrom erzeuge ein etwas anderes Spectrum, als ein Gleichstrom, Berechtigung haben, obgleich derartige Beobachtungen später kaum mehr gemacht worden sind, und Näheres über eventuelle Unterschiede nicht bekannt ist; vielleicht wird es sich auch dabei nur um andere Stromstärke gehandelt haben.

Noch ist zu erwähnen, dass nach Arons[3]) es unmöglich ist, mittelst Wechselstroms zwischen Metallstäben einen Bogen zu erzeugen.

DRITTER ABSCHNITT.

Electrische Entladungen.

173. Das dritte und allgemeinste Mittel, welches wir zur Erzeugung von Spectren besitzen, besteht in der Anwendung von hoch gespannter Electricität, welche wir als Funken nach der zu untersuchenden Substanz, oder bei Gasen durch dieselben hindurchgehen lassen. Fraunhofer[4]) war der erste, der den electrischen Funken zwischen Metallelectroden spectroscopisch untersuchte, und ein discontinuirliches Spectrum fand; er verfolgte die Erscheinung aber nicht weiter für verschiedene Metalle. Wheatstone[5]) und Talbot[6]) thaten dies, und sahen, dass dabei ebenso characteristische Unterschiede auftreten, wie bei den Flammenspectren. Masson[7]) liess die Funken in verschiedenen Gasen und auch bei verschiedenen Drucken übergehen, ohne wesentliche Unterschiede wahrzunehmen, und meint, die Spectrallinien rührten nur von den Electroden her. Erst Ångström[8]) fand, dass das Funkenspectrum aus zwei Theilen zusammengesetzt sei: aus dem Spectrum der Electroden und aus dem Spectrum der umgebenden Gase. Van der Willigen[9]) fand, dass wenn man Salze auf die Electroden aufträgt, man das Spectrum dieser Salze erhalten kann. Bedeutend gefördert wurde die Untersuchung, als Plücker[10])

---

1) Siehe z. B. J. N. Lockyer, Note on some spectral phenomena observed in the arc produced by a Siemens machine. Proc. Roy. Soc. **28**. p. 425—428 (1879).

2) G. D. Liveing and Dewar, z. B. Proc. Roy. Soc. **35**. p. 74—76 (1883).

3) L. Arons, Ueber den electrischen Lichtbogen. Wied. Ann. **57**. p. 185—200 (1896).

4) J. Fraunhofer, Denkschr. d. k. Akad. d. Wiss. zu München, 5. p. 193—226 (1817), auch Gilbert's Ann. **56** p. 264—313 (1817).

5) Ch. Wheatstone, Phil. Mag. (3) **7**. p. 299 (1835), Chem. News **3** p. 198—201 (1861).

6) H. F. Talbot, Phil. Mag. (3) **9**. p. 1—4 (1836).

7) A. Masson, Ann. chim. et phys. (3) **31**. p. 295—326 (1851) und ibid. (3) **45**. p. 385—454 (1855).

8) A. J. Ångström, Kongl. Swensk. Vetensk. Akad. Handl. 1853; Pogg. Ann. **94**. p. 141—165 (1855).

9) V. S. van der Willigen, Pogg. Ann. **107**. p. 473—478 (1859).

10) J. Plücker, Pogg. Ann. **103**. p. 88—106 (1858) und folgende Bände.

zeigte, dass unter sehr kleinem Druck ausschliesslich das Spectrum des Gases erscheint, und die zu dieser Untersuchung geeigneten Geisslerschen Röhren erfand. —

So war bei der Geburt der Spectralanalyse im Jahre 1860 dies wichtige Hülfsmittel der Untersuchung wohl bekannt, und wurde in den nächsten Jahren fast ausschliesslich zur Erzeugung der Spectra verwandt: Kirchhoff[1]) stellte die Spectra der Elemente zur Vergleichung mit den Fraunhoferschen Linien auf diese Weise fest, ebenso verfuhren Stokes[2]), Miller[3]), Robinson[4]), Huggins[5]), Ångström und Thalen[6]) und zahllose andere Forscher, bis dann in neuerer Zeit der galvanische Lichtbogen dem Funken erhebliche Concurrenz zu machen begann[7]).

174. Viele unter den ältesten Forschern auf diesem Gebiete haben sich schon die Frage vorgelegt, ob die verschiedenen Methoden, kräftige Entladungen zu erzeugen, von Einfluss auf das entstehende Spectrum seien, aber es schien stets, als ob das nicht der Fall sei, als ob höchstens die verschiedene erreichbare Intensität Unterschiede bedinge. Die Frage ist aber bis heute nicht zur Ruhe gekommen, und wir werden sie weiterhin zu besprechen haben.

Wir können, um eine gewisse Eintheilung des Stoffes zu erhalten, die Mittel zur Erzeugung von Spectren in 4 Gattungen theilen:

1. Funken, erzeugt durch Electrisirmaschinen.
2. Funken, erzeugt durch Inductionsapparate.
3. Entladungen von Batterien zahlreicher galvanischer Elemente oder Accumulatoren.
4. Anwendung electrischer Oscillationen, wie wir sie bei Hertzschen Wellen oder Teslaströmen haben.

Die beiden letzten Mittel sind im Wesentlichen nur zur Untersuchung der Gase geeignet. Ich will über die hier in Betracht kommenden Apparate Einiges, was nicht als allgemein bekannt betrachtet werden kann, anführen.

175. 1. Electrisirmaschinen. Während selbstverständlich jede beliebige Maschine brauchbar ist, wird man doch für unsere Zwecke nur solche anwenden, welche reichliche Mengen von Electricität liefern, d. h. Influenzmaschinen, und zwar neben der Wimshurst-Maschine vor allem die vielplattigen Maschinen von Töpler, wie sie von dem Mechaniker Leuner in Dresden gebaut werden. Eine solche Maschine mit 20 oder mehr rotirenden Scheiben, von

---

1) G. Kirchhoff, Untersuchungen über das Sonnenspectrum und die Spectren der chemischen Elemente. Abhandl. d. Berl. Acad. 1861 p. 63—95, 1863 p. 227—240.

2) G. G. Stokes Phil. Trans. **152**. II. p. 599—619 (1862).

3) W. A. Miller, Phil. Trans. **152**. II. p. 861—887 (1862).

4) T. R. Robinson, Phil. Trans. **152**. II. p. 939—986 (1862).

5) W. Huggins, Phil. Trans. **154**. II. p. 139—160 (1864).

6) A. J. Ångström, Pogg. Ann. **123**. p. 489—505 (1864), A. J. Ångström et R. Thalén, Nov. Act. Ups. (3) **9**. (1875), R. Thalén, Nova Acta Ups. (3) **6**. (1868) u. s. w.

7) Einen genaueren Bericht über den Inhalt aller dieser älteren Arbeiten siehe im ersten Kapitel dieses Werkes.

einem kleinen Motor getrieben, liefert einen unaufhörlichen Funkenstrom. Sie ist hauptsächlich von E. Wiedemann und seinen Schülern viel verwendet worden.

176. 2. Inductionsapparate. Die allgemeine Gestalt der Inductionsapparate, oder der Ruhmkorffschen Apparate, wie sie nach dem Mechaniker, der sie zuerst in den Handel brachte, meist genannt werden, ist zu bekannt, als dass hier etwas darüber zu sagen wäre. Auch über die Theorie der Wirkung sehe man in den Lehrbüchern nach [1]).

Der Inductionsapparat besteht bekanntlich aus einem kurzen dicken primären Draht, um welchen der längere secundäre in vielen Windungen herumgelegt ist. Lockyer hat an zahlreichen Stellen darauf aufmerksam gemacht, dass die Art der Entladungen sehr davon abhängt, wie der secundäre Draht beschaffen ist: ein sehr dünner und langer Draht erzeugt viel höhere Spannung, giebt aber kleinere Electricitätsmenge, als ein kürzerer und dickerer Draht [2]). Die zweite Form ist dann besonders von Demarçay [3]) angewandt worden, der angiebt, nach welchen Dimensionen ein derartiger Apparat zu bauen sei, und findet, die von ihm erzeugten Spectren fester Körper seien viel ähnlicher den Bogenspectren, als den gewöhnlichen Funkenspectren. — Fizeau [4]) verbesserte die zuerst gebauten Apparate sehr bedeutend durch die Anbringung eines Condensators, mit dessen Belegen die beiden Seiten der Unterbrechungsstelle verbunden werden. Man meinte früher, die Wirkung dieses Condensators beruhe darauf, dass er den im Moment der Unterbrechung im primären Kreis entstehenden Extrastrom in sich hineinziehe, dadurch die Dauer der Unterbrechung abkürze und somit den Inductionsstrom stärke. Danach musste man annehmen, dass der Condensator nicht zu gross sein könne. Durch neuere Untersuchungen namentlich von Walter [5]) ist indess nachgewiesen worden, dass diese Anschauung nur richtig ist, solange der Condensator sehr klein ist. Vergrössert man ihn, so entstehen im Primärstrom bei der Oeffnung gedämpfte Oscillationen, die bewirken, dass das Potential nicht nur noch schneller auf Null abfällt, sondern sogar negativ wird, so dass die Spannung des inducirten Stroms noch mehr wächst. Noch weitere Vermehrung der Capacität des Condensators verlangsamt aber diese Schwingungen, so dass dann die Dauer des ersten Potentialabfalls wieder wächst und somit der inducirte Strom geschwächt

1) Vor Allem sei auf das Werk von G. Wiedemann hingewiesen: Die Lehre von der Electricität, Bd. 4, Braunschweig bei Vieweg und Sohn, 1885.

2) Auch Lecoq de Boisbaudran macht mehrfach auf den Einfluss des Inductoriums aufmerksam, z. B. C. R. **77**. p. 937—940 (1873).

3) E. Demarçay, Sur quelques procédés de spectroscopie pratique. C. R. **99**. p. 1022—1024, 1069—1071 (1884). Ferner C. R. **104**. p. 678—679 (1887); Spectres électriques, Paris bei Gauthier-Villars, 1895.

4) H. L. Fizeau, Note sur les machines électriques inductives et sur un moyen facile d'accroître leurs effets. C. R. **36**. p. 418—421 (1853).

5) B. Walter, Ueber die Vorgänge im Inductionsapparat. Wiedem. Ann. **62** p. 300—322 (1897) und ibid **66**. p. 623—635 (1898).

wird. Es giebt daher für jeden Apparat eine günstigste Grösse des Condensators.

Es kann leider auf diese und andere noch neuere Arbeiten, welche wesentlich zur Klärung der Wirkung des Inductoriums beigetragen haben, hier nicht näher eingegangen werden.

177. Sehr brauchbare practische Mittheilungen macht in dieser Beziehung Demarçay in einer Arbeit[1]), in welcher er den Einfluss der Grösse des Condensators und der Stromstärke des primären Stroms auf die erzeugten Spectren bespricht: „L'augmentation de température de l'étincelle ne dépend pas de l'intensité seule du courant: quand en effet l'étincelle induite a atteint sa longueur maximum, rien ne change plus ni dans la longueur de l'étincelle, ni dans l'aspect des spectres produits quand on fait croître l'intensité du courant. Par contre l'étincelle de rupture croît énormément et se transforme en une sorte de flamme. Si même la force électromotrice dépasse une certaine limite, variable avec les bobines et les circonstances d'interruption, on voit l'étincelle induite diminuer.

L'accroissement d'énergie ne depend pas non plus de l'accroissement seul des condensateurs. Si l'on actionne une bobine par un courant assez faible pour que l'étincelle de rupture soit peu considérable et que l'on ajoute des condensateurs aux bornes de l'interrupteur, on voit l'étincelle induite décroître de plus en plus et se réduire presque à zéro si l'on en ajoute assez. En même temps que ce raccourcissement se produit, on reconnait (durch die Spectren) que la température de l'étincelle, à peu près fixe d'abord, finit par diminuer de plus en plus.

Si au contraire, à mesure que l'on augmente les condensateurs on augmente aussi l'intensité du courant de façon à ramener l'étincelle de rupture à son aspect ordinaire, on voit l'étincelle induite, tout en conservànt sa longueur, grossir considérablement et devenir capable d'engendrer des spectres dont elle ne donnait primitivement pas la moindre trace. Ainsi une bobine donnant des étincelles de 0.006 m, et qui actionnée par un courant de 5 amp. fournit seulement les spectres les plus aisés à obtenir (Cu, Zn, Cd, Ag) fournissait déjà, avec 10 amp. et un condensateur convenable, les spectres de ligne du Ti, du Ni et un spectre de bandes du Zr. Avec 20 Amp. elle donnait celui du Ta, de l'Ur et du Th.

Pour la quantité de condensateur à ajouter, on doit, comme je l'ait ait, se regler sur l'aspect de l'étincelle de rupture. Tant qu'elle est notable, on gagne du côté de la température de l'étincelle à le reduire. Si le fil inducteur est un peu long et pas trop gros, cette réduction se fait aisément. Est-il court et gros, elle se fait mal et l'on peut voir l'étincelle induite croître en température jusqua' à réduction à une très faible longueur, parce que l'étincelle d'extra-courant garde jusque la une intensité notable."

1) E. Demarçay, Sur la production d'étincelles d'induction de températures élévées et son application à la spectroscopie. C. R. **100**. p. 1293—1295 (1885).

178. Neben der Beschaffenheit des secundären Drahtes und des Condensators ist von der grössten Wichtigkeit die Construction des Unterbrechers. Während früher fast stets der sogenannte Wagnersche Hammer benutzt wurde, trat später für grössere Apparate der Foucaultsche Unterbrecher an seine Stelle, bei welchem der Contact nicht mehr durch Berührung von Spitze und Platte aus Platin, sondern durch Eintauchen einer Platinspitze in Quecksilber hervorgebracht wurde. Der Vorzug dieser Vorrichtung war wesentlich ein practischer: bei starken Strömen verbrennt das Platin der festen Contacte zu schnell. Dafür tritt aber hier der Uebelstand ein, dass die Dauer des Contactes variabel ist, indem sich an dem auftauchenden Stift Kügelchen von Hg anhängen. Einen wohl dem Wagnerschen Hammer analogen Unterbrecher beschreibt Spottiswoode[1]), der bis zu 2500 Unterbrechungen in der Secunde giebt. Da er sich nicht bewährt, wird eine andere Form benutzt[2]), bestehend aus einem platinirten Rad, aus dessen Rand Stücke ausgeschnitten und durch Ebonitstückchen ersetzt sind; die leitenden Stücke sind 12 mm breit, die Unterbrechungen 1 mm. Zu der Axe des Rädchens wird der Strom zugeführt, durch eine auf dem Rande schleifende Platinfeder abgeführt. Spottiswoode findet, dass die Feder sich zu schnell abreibt, wenn sie direct aufliegt; das ist aber nicht nöthig, wenn man eine leitende Flüssigkeit auf den Rand des Rädchens bringt, und er lässt daher Schwefelsäure auftropfen. Es scheint mir indessen recht zweifelhaft, ob dieser Unterbrecher den heutigen Ansprüchen genügen würde. Eine ganz analoge Vorrichtung beschreibt Wadsworth[3]), welche sich bei den Versuchen von Michelson, wo es auf höchste Gleichmässigkeit der Unterbrechung ankam und starke Ströme benutzt wurden, sehr gut bewährt haben soll. Ich gebe daher in der nebenstehenden Fig. 38 eine Abbildung: das Rad ist aus Messing, sein Rand ist aus Schiefer gebildet bis auf zwei eingesetzte Metallstücke. Auf dem Rand und auf der Axe schleifen Metallbürsten, wie sie bei den Dynamomaschinen Verwendung finden. Das

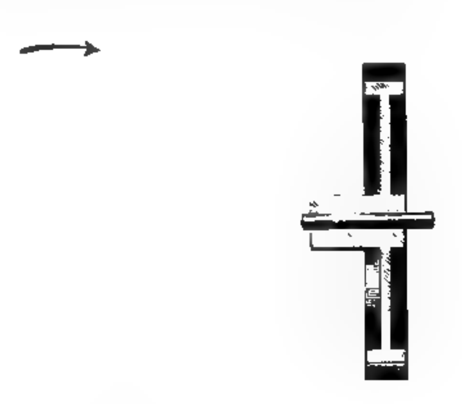


Fig. 38.

1) W. Spottiswoode, Experiments on stratification in electrical discharges through rarefied gases. Proc. Roy. Soc. **23**. p. 455—462 (1875).

2) W. Spottiswoode, On a rapid contact-breaker and phenomena of the flow. Proc. Roy. Soc. **25** p. 547—550 (1877).

3) F. L. O. Wadsworth, An improved form of interruptor for large induction coils. Americ. J. (3) **48**. p. 496—501 (1894), auch Zs. f. Instrkde. **15**. p. 248—250 (1895).

Rad wird von einem kleinen Electromotor getrieben, und soll bis zu Strömen von 20 Amp. brauchbar sein, wobei es sich eventuell zwischen den Polen eines Electromagneten befindet, der den bei der Unterbrechung entstehenden grossen Funken auslöscht. — Von M. Deprez ist ein Unterbrecher angegeben, welcher im Grunde ein Wagnerscher Hammer ist, aber mit sehr kurzer Feder und daher kleiner Schwingungsdauer. — Die starke Verwendung der Inductorien zur Erzeugung von Röntgenstrahlen hat in der neuesten Zeit zu einer Unzahl von Constructionen geführt, welche zum Theil sehr kostbar sind und kleine mechanische Kunstwerke darstellen; die meisten beruhen darauf, dass ein Platinstift in vertical auf- und abgehende Bewegung versetzt wird, wobei er in Quecksilber taucht, über welches zweckmässig Petroleum geschichtet wird. Solche Instrumente sind z. B. von St. John[1]) und von Ducretet und Lejeune[2]) beschrieben und abgebildet. Andere Unterbrecher sind als Metallräder mit Zacken gebildet worden; bei der Rotation tauchen die Zacken in Quecksilber und schliessen dadurch den Strom. Bei einigermaassen schneller Rotation tritt aber ein unerträgliches Umherspritzen des Quecksilbers ein, welches durch zweckmässige Gestalt der Zacken, z. B. als krumme Messer, nur theilweise behoben wird.

Ferner hat man mit gutem Erfolg den Wagnerschen Hammer ins Vacuum eingeschlossen; wenn das Vacuum sehr vollständig ist, so ist der Unterbrechungsfunke ausserordentlich kurz, daher die Spannung des Inductionsstromes sehr gross. Der Electromagnet, der den Hammer bewegt, braucht dabei natürlich nicht mit in das Vacuum gebracht zu werden, sondern nur die schwingende Feder und der Contact werden in ein evacuirtes Rohr eingeschlossen.[3])

Von der Allgemeinen Electricitätsgesellschaft in Berlin ist der sogen. Turbinen-Unterbrecher in den Handel gebracht worden, der vorzüglich functioniren soll: Eine durch einen Electromotor getriebene kleine Turbine steht in einem Glasgefäss mit Quecksilber. Dieses wird durch die Turbine gehoben und als horizontaler mit der Turbine rotirender Strahl ausgeworfen. Der Strahl trifft die Wandung des Gefässes, an welcher Metallstücke angebracht sind, so dass der Strahl abwechselnd Glas und Metall trifft. Sobald letzteres der Fall ist, ist der Strom durch das Quecksilber des Gefässes, die Turbine, den Strahl und das Metallstück geschlossen. Ein eigenthümlicher wohl sehr unzweckmässiger Unterbrecher ist von Crémieu[4]) angegeben.[5])

---

1) Ch. E. St. John, Wave lengths of electricity in iron wires. Americ. J. (3) **48**. p. 311—325 (1894).

2) E. Ducretet et L. Lejeune, Interruption à mercure pour les fortes bobines de Ruhmkorff. C. R. **124**. p. 1342—1344 (1897).

3) Siehe Mac Farlan Moore, Electrotechn. Zs. **17**. p, 637 (1896); J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. **69**. p. 483—487 (1899).

4) V. Crémieu, Sur un nouvelle interrupteur pour les bobines d'induction. C. R. **126**. p. 523 –526 (1898).

5) Weitere Beschreibungen von Unterbrechern siehe bei: Dessauer, Electrotechn. Zs. **20**. p. 220 –223 (1899); Webster, Americ. J. (4) **3**. p. 383—390 (1897).

Ein Theil der zur Stromunterbrechung gebauten Apparate bezweckt vornehmlich, die Zahl der Unterbrechungen so gross wie möglich zu machen; dass man darin aber zu weit gehen kann, zeigt die oben erwähnte Untersuchung von Walter.

179. Alle diese complicirten und theuren Apparate scheinen aber überflüssig gemacht zu sein durch eine ebenso hübsche wie einfache Vorrichtung, welche Wehnelt[1]) als electrolytischen Unterbrecher beschreibt: Wenn man einen Strom von ziemlich starker Spannung, 12—30 Volt oder mehr, durch einen Electrolyten führt, z. B. verdünnte Schwefelsäure, und zwar eine kleine Platinspitze und eine grosse Platte als Electroden benutzt, so tritt, wie längst bekannt, an der Spitze eine erhebliche Wärmeentwickelung und eine Lichterscheinung auf, und der Strom ist intermittirend. Das kann entweder darauf beruhen, dass wegen der grossen Stromdichte so reichlich electrolytische Gase erzeugt werden, dass sie die Spitze von der Flüssigkeit trennen, oder darauf, dass wegen der hohen Temperatur das Leidenfrostsche Phänomen eintritt. Sobald dadurch der Strom unterbrochen ist, verschwinden die Gase oder die hohe Temperatur, die Flüssigkeit kommt wieder in Berührung mit der Spitze, der Strom ist wieder geschlossen u. s. w. Die Spitze muss nach Wehnelt Anode sein. Mit wachsender Spannung der Stromquelle, der übrigens auch der Querschnitt der Platinspitze zwischen 1 und mehreren Quadratmillimetern angepasst werden muss, steigt die Zahl der Unterbrechungen, die über 1500 in der Secunde erreichen kann. Der so erzeugte Funkenstrom eines Inductoriums hat mehr das Aussehen eines Lichtbogens, als eines Funkens und kann über 40 cm Länge erreichen; den Condensator des Inductoriums entfernt man besser.

180. Schon bei den älteren Untersuchungen mit dem Funkeninductor hatten die Forscher (Poggendorff und Gassiot gleichzeitig 1855) gefunden, dass der Funke im Aussehen ganz verändert wird, wenn man mit den Enden des secundären Drahtes einen Condensator, gewöhnlich eine oder mehrere Leidner Flaschen, verbindet. Dadurch wird der Funke sehr bedeutend verkürzt, auf wenige Millimeter selbst bei grossen Inductorien, wird aber gleichzeitig ungemein lichtstark. Auch die Spectren des condensirten und uncondensirten Funkens sind ganz verschieden: während in letzterem die Linien des umgebenden Gases besonders stark hervortreten, die Metalllinien dagegen kaum sichtbar sind, ist es im condensirten Funken umgekehrt. Die Condensatoren an der secundären Spule wirken zum Theil dadurch, dass sie die Quantität der im Funken übergehenden Electricität auf Kosten der Spannung vermehren; die

1) A. Wehnelt, Ein electrolytischer Stromunterbrecher. Electrotechn. Zeitschr. **20.** p. 76—78 (1899). Ausführlicher in Wiedem. Ann. **68.** p. 233—272 (1899). Strutt theilt übrigens (Nat. **59.** p. 510 (1899)) mit, dass schon Spottiswoode (Proc. Roy. Soc. **25.** p. 549 (1877) dasselbe Princip benutzt habe, ebenso sagt Webster (Nat. **59.** p. 510 (1899)), dass er den Apparat seit 1874 anwende. Es existirt schon eine umfangreiche Literatur über den Wehnelt'schen Unterbrecher.

zuströmende Electricität lädt zunächst die Leidner Flaschen, und diese entladen sich zwischen den Electroden durch oscillirende Entladung.[1])

Bei Entladungen durch verdünnte Gase, deren Widerstand relativ klein ist, haben wir andererseits ein Mittel, die bei der Entladung vorhandene Spannung beliebig zu steigern, indem wir in den secundären Stromkreis noch eine Funkenstrecke einschalten; je länger dieselbe ist, desto höher muss die Spannung steigen, bevor eine Entladung im Kreise übergehen kann.

181. Man kann die Unterbrecher vollständig entbehren, wenn man den Inductionsapparat direct mit einem Wechselstrom speist, wie er durch Wechselstrommaschinen geliefert wird. Das ist zuerst wohl von Spottiswoode[2]) ausgeführt worden, welcher angiebt, der so erzeugte Funke sei wesentlich von dem mit Unterbrecher erzeugten verschieden. Da bei einer Wechselstrommaschine die Schwankungen des Potentials mehr oder weniger nach einer Sinuscurve erfolgen, also ganz langsame sind, bei den Unterbrechern aber das Potential möglichst plötzlich von seinem Maximum auf 0 abfallen soll, so kann ein solcher Unterschied nicht wundern; die Spannung des inducirten Stromes muss bei primärem Wechselstrom relativ niedrig sein. Es muss auch der Unterschied zwischen dem Schliessungsstrom und Oeffnungsstrom verschwinden, der bei Inductorien mit Unterbrecher bekanntlich so bedeutend ist, dass wir im Allgemeinen nur den Unterbrechungsstrom beobachten, gar keinen Wechselstrom im secundären Kreise haben, und daher die Unterschiede der Anode und Kathode erhalten, die sich bei vielen Gasentladungen zeigen. — Die Wechselstrommaschine ist später noch häufig als Stromquelle verwandt worden, so von Liveing und Dewar[3]), von Trowbridge und Sabine[4]) und von Kayser und Runge.[5]) Wenn man den secundären Kreis mit einem grossen Condensator versieht, erhält man mächtige Wirkungen, die schon an einen kleinen Lichtbogen erinnern, und mit einem Knallen wie von Pistolenschüssen verbunden sind. — Mit Wechselstrom arbeiten auch Eder und Valenta[6]), nehmen aber statt des gewöhnlichen Inductors eine Woodsche Inductionsrolle, welche sie folgendermaassen beschreiben: „Sie besteht aus einem cylindrischen weichen Eisenkerne von 12 Zoll Länge und 2 Zoll Durchmesser. Derselbe ist aus sogenannten Kerndrähten gefertigt. Um dieses Drahtbündel sind isolirt

1) Lecoq de Boisbaudran sagt daher mit Recht: man nehme zwar gewöhnlich an, im condensirten Funken sei nur die Temperatur gesteigert; er dagegen glaube, dass eine besondere Wirkung der Entladungsart vorliege. C. R. **77**. p. 937—940 (1873).

2) W. Spottiswoode, On some of the effects produced by an induction coil with a De Meritens magneto-electric machine. Proc. Roy. Soc. **30**. p. 173—178 (1880).

3) G. D. Liveing and J. Dewar, On the spectrum of carbon. Proc. Roy. Soc. London. **33** p. 405—410 (1882).

4) J. Trowbridge and W. Sabine, Wave-lengths of metallic spectra in the ultra violet Phil. Mag. (5) **26**. p. 342—353 (1888).

5) H. Kayser und C. Runge, Ueber die Spectren von Aluminium, Indium, Thallium. Abhandl. d. Berlin. Akad. d. W. 1892. Wiedem. Ann. **48**. p. 126—149 (1893).

6) J. M. Eder und Valenta, Ueber die Spectren von Kupfer, Silber, Gold. Denkschr. d. Math.-Naturw. Cl. d. Wien. Akad. **63**. (1896).

zwei Lagen doppelt übersponnener Magnetdraht Nr. 6 gewunden, welcher als primäre Rolle functionirt. Die secundäre Rolle ist in ihrer Form ganz verschieden von derjenigen, welche die Verfertiger von Inductionsrollen in der Regel adoptiren. Sie erstreckt sich nicht über die ganze Länge der primären Spule, sondern ist in deren Mitte angebracht, um die Wirkung der Enden der primären Rolle nicht zu beeinträchtigen. Sie ist auf einer Doppelspule von 14 Zoll Durchmesser und 6 Zoll Weite aufgewunden. Diese Doppelspule wird mit baumwollübersponnenem Magnetdraht Nr. 30 (0,26 mm Durchmesser) überwunden, die einzelnen Windungen und Lagen sind durch Paraffin isolirt. Die Rolle wird mit einer Anzahl grosser Leidner Flaschen in der Weise, wie dies in Fig. 39 ersichtlich ist, in Verbindung gebracht, und es kann die Wirkung noch dadurch erhöht werden, wenn man, wie es die Figur zeigt, noch eine Rolle von hohem Widerstand in den Stromkreis einschaltet, wie z. B. die secundäre Rolle eines mittelgrossen Ruhmkorffschen Inductoriums." Das so erzeugte Spectrum soll nahezu ein gewöhnliches Funkenspectrum sein, sich aber etwas dem Bogenspectrum nähern.

Exner und Haschek[1]) benutzen ein wohl ganz analoges Instrument; sie sagen: "Wir bedienten uns eines Transformators, der zwar etwas anders construirt war, aber im wesentlichen ganz so wirkte, wie der von Ducretet jetzt allgemein zur Erzeugung der bekannten Teslaschen Erscheinungen gelieferte; er wurde mit Wechselstrom für gewöhnlich in der Stärke von 4—10 Volt Spannung beschickt. Wir erreichten so im secundären Stromkreise eine Spannung von circa 10000 Volt." Die Verfasser condensiren den Funken noch sehr stark und erreichen mit diesem Apparat die zehnfache Lichtstärke, wie mit einem gewöhnlichen Ruhmkorffschen Inductor.

Fig. 39.

182. Eine ganz eigenartige Vorrichtung, die wir aber am besten an dieser Stelle besprechen, ist von Auer von Welsbach[2]) benutzt worden, aber so viel ich weiss, nie wieder versucht worden, trotzdem Auer sie sehr rühmt. Das Hauptprincip des Apparates, dessen oberer Theil in Fig. 40 nach der Zeichnung von Auer reproducirt ist, und für welchen Fig. 41 das Leitungsschema giebt, ist, dass die Electroden nicht fest einander gegenüber stehen, sondern beweglich sind und jedesmal, wenn der Funke übergeht, sehr schnell

1) F. Exner und E. Haschek, Ueber die ultravioletten Funkenspectra der Elemente. Wien. Ber. **104**, IIa. p. 909—962 (1895).

2) C. Auer von Welsbach, Ueber die Erden des Gadolinits von Ytterby. Wien. Ber. **88**, IIa. p. 1237—1251 (1883).

getrennt werden. Es wird dabei eine Dampfbrücke zwischen den Electroden gebildet, welche gut leitet und so hell leuchtet, dass Auer daran denken kann, sie zu Projectionszwecken zu verwerthen. Dabei genügt eine geringe Spannung des Stromes, welcher der Extrastrom ist, der bei Unterbrechung eines



Fig. 40.

Stromes von 2 bis 4 Bunsenschen Elementen in einer Spirale von 1000 Windungen mit Eisenkern entsteht. Nach dem Schema, Fig. 41, fliesst der Strom von der Batterie a zu der Spirale bf, welche gleichzeitig als Electromagnet wirkt, dann von g über i nach der Platinspitze c, von dort über die Feder d, durch deren Metallträger l und über e zurück. Dabei wird aber der Electromagnet erregt, und der an der Feder sitzende Anker m angezogen, somit der Strom zwischen c und d unterbrochen. Er findet indessen noch einen anderen geschlossenen Weg, indem er von a über b, f, g, durch die Säule k, dann über h nach der Feder d und über e zurückfliesst. An der Säule k ist oben, wie es Fig. 40 besser zeigt, ein verticaler Kohlestift befestigt, während die

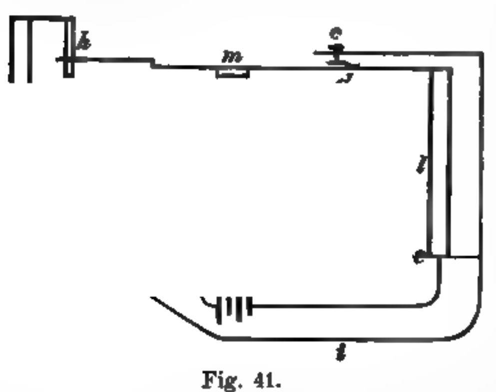


Fig. 41.

Feder in einem Platindraht endigt, der an dem Stift anliegt. Der Kohlestift ist mit dem zu untersuchenden Salze getränkt, oder kann auch durch einen Metallstift ersetzt werden. — Der Strom wurde zwischen c und d unterbrochen, weil der Electromagnet die Feder nach unten zieht; sie ist also jetzt in Bewegung, wobei der

Platindraht an dem Kohlenstift entlang gleitet und etwas von dem Salze, womit er getränkt ist, abschabt und vor sich her schiebt und wegen des nicht sehr guten Contactes verdampft. Der Platindraht hat etwa 1 mm an der Kohle entlang zu gleiten, bevor er ihr unteres Ende erreicht: in diesem Moment wird der Strom ganz unterbrochen, wobei ein kleines Fünkchen eine Dampfbrücke zwischen Kohle und Platin erzeugt. Der durch die plötzliche Unterbrechung erzeugte Extrastrom der Spirale bf kann sich durch diese Dampfbrücke entladen, und erzeugt den zur Untersuchung kommenden Funken. — In der Fig. 40 sieht man unter dem Kohlestab noch eine kleine Platte, die mittelst einer Feder an einem besonderen Stativ befestigt ist: auf sie wird etwas von der Salzlösung gebracht, sie berührt bei jeder Schwingung der Plathindraht, überträgt etwas Lösung auf das Kohlestäbchen und hält es dauernd getränkt. — Man kann mit dem Apparat nicht nur Salzlösungen, sondern auch unlösliche Substanzen untersuchen, wie Silicate, geglühte Oxyde u. s. w., indem man sie mit ein bischen Graphit gemengt in eine eigens an der Längsseite des Kohlestäbchens mit ein paar Feilstrichen hergestellte Rinne einpresst.

Nach den Angaben von Auer ist das so erzeugte Spectrum nicht ganz identisch mit dem des Funkens des Inductionsapparates; es scheine, dass die kürzeren Wellen stärker, die längeren schwächer sind. Ich möchte vermuthen, dass das Spectrum sich mehr dem des Bogens nähert. Ein Hauptvorzug der so erzeugten Spectra aber ist, dass gar keine Luftlinien erscheinen und kein continuirlicher Grund vorhanden ist. Die Linien sollen sehr scharf sein, viel heller, als sie sich bei gleichem Strom durch Inductorien erreichen lassen, und daher sollen noch Spuren von Substanzen ihre Linien zeigen, welche man mit dem Inductorium nicht mehr erkennt. Nach allen diesen Angaben scheint mir, dass es sich wohl lohnen würde, wenn der Apparat wieder einmal von anderer Seite verwandt würde.

183. Die Angabe Auers, dass bei seinem Apparat die Luftlinien des Funkenspectrums vollständig verschwinden, erscheint sehr merkwürdig, man sieht keinen Grund dafür. Ein solcher hat sich erst durch eine sehr interessante Untersuchung von Schuster und Hemsalech[1]) ergeben. — Es war schon den älteren Beobachtern der Funkenspectra, Ångström, Stokes, Miller und Anderen aufgefallen, dass die Metalllinien nicht immer von Electrode zu Electrode sichtbar sind, sondern oft nur als kurze Spitzen oder Punkte (dots oder tips) auf den Electroden sitzen. Schuster und Hemsalech legen sich folgende Frage vor: Wenn durch den Funken Metalltheilchen von den Electroden losgerissen und verdampft werden und diese Dämpfe sich bis zu einer gewissen Entfernung von den Electroden verbreiten, wie gross ist die Geschwindigkeit dieser Verbreitung? Die Frage wird gelöst, indem die Autoren das Funkenspectrum auf einer photographischen Platte auffangen, die sich mit einer Geschwindigkeit von etwa 1 m/sec senkrecht gegen die Spaltrichtung bewegt.

1) A. Schuster and G. Hemsalech, On the constitution of the electric spark. Phil. Trans. 193 A. p. 189—213 (1899). Eine vorläufige Mittheilung siehe Rep. Brit. Ass. 1897. p. 557—558.

Wenn nun die Metalldämpfe zuerst an den Electroden, dann allmählich weiter nach der Mitte hin vorhanden sind, müssen die Spectrallinien gekrümmt erscheinen. Das ergiebt sich in der That für die Metalllinien, während die Luftlinien grade sind, und die Krümmung gestattet ungefähr die Geschwindigkeit zu ermitteln. — Bei anderen Aufnahmen wird das Prisma fortgelassen und der Funke durch den Spalt direct auf die bewegte Platte photographirt. Dabei zeigt sich einmal, wie das schon längst Feddersen gefunden hatte, dass wir wegen des oscillirenden Characters der Entladung abwechselnd Funken von der einen und der anderen Electrode haben; dann aber findet sich, und das ist hier besonders interessant, dass die erste Partialentladung ein gradliniges Bild von Electrode zu Electrode liefert, die folgenden aber gekrümmte Bilder.

Wir haben uns nach diesen Versuchen den Vorgang so zu denken, dass die erste Entladung ausschliesslich durch Luft geht, und zwar mit einer Geschwindigkeit, die noch gross ist gegen die der Platte. Erst nachdem durch diese erste Partialentladung Metalldampf erzeugt ist, leitet dieser den Strom, und zwar, wie es scheint, ganz allein.

Diese Thatsache erklärt es, weshalb bei Auer, der vor dem eigentlichen Funken Metalldampf erzeugt, die Luftlinien ganz fehlen müssen.

Die Versuche von Schuster und Hemsalech haben noch eine Fülle von interessanten Erscheinungen und Ueberlegungen ergeben, die hier nur kurz erwähnt seien. Die aus der Krümmung der Linien sich ergebenden Geschwindigkeiten liegen zwischen etwa 1300 und 400 m/sec., wobei im Allgemeinen die Metalle mit kleinem Atomgewicht grössere Geschwindigkeit zeigen. Betrachtet man den Vorgang als eine einfache Diffusion, so lässt sich aus der Geschwindigkeit die Temperatur ermitteln; so findet sich für Cd etwa 2700°, eine auffallend niedrige Zahl. Dass aber diese Berechnung auf schwachen Füssen steht, zeigt die sehr bemerkenswerthe Thatsache, dass verschiedene Linien desselben Metalls verschiedene Geschwindigkeit ergeben. Dafür bleibt kaum eine andere Erklärung, als die Annahme, dass die verschiedenen Linien von verschieden beschaffenen Moleceln herrühren, dass die ursprünglichen Moleceln also in verschiedene andere dissociirt worden sind. Man wird hier sofort an die analogen Beobachtungen von Lockyer über verschieden grosse Verschiebung der Linien ein und desselben Elementes in Sonnenflecken erinnert. — Aus der Zahl der Oscillationen liess sich ferner der Widerstand der 1 cm langen Funkenstrecke ungefähr schätzen; es ergeben sich 12 bis 20 Ohm, ein überraschend kleiner Werth.

Mir scheinen diese Versuche von Schuster und Hemsalech ausserordentlich wichtig und vielversprechend für tiefere Einblicke in die Vorgänge im Funken; sie müssten nur, wie es Schuster in Aussicht stellt, mit grösserer Dispersion fortgesetzt werden. —

Noch eine andere interessante Beobachtung haben die Autoren dabei gemacht: um die Oscillationen langsamer zu machen, schalteten sie eine Selbst-

induction in den Stromkreis ein, eine dickdrahtige Drahtspule. Sie beobachteten, dass dadurch die Luftlinien erheblich geschwächt oder ganz zum Verschwinden gebracht werden. Sie meinen, dies rühre davon her, dass erstlich die erste Partialentladung geschwächt werde, so dass vielleicht die Luft gar nicht mehr leuchtend werde, zweitens davon, dass die Dauer der ganzen Entladung erheblich verlängert wird, also die Zeit, in der die Metalldämpfe allein leuchten, jedenfalls sehr verlängert wird gegen die der ersten Partialentladung.

184. Diese Erscheinung ist dann von Hemsalech allein[1]) weiter verfolgt worden. Er bestätigt, dass man die Luftlinien durch Einschalten einer Selbstinduction ganz beseitigen könne, höchstens werden bei sehr langer Exposition die Stickstoffbanden im Ultraviolett sichtbar. Hemsalech meint, der Hauptgrund sei geringe Temperatur, denn die „kurzen Linien" des Spectrums, welche hoher Temperatur entsprechen, verschwinden, die langen bleiben und werden schärfer. Je grösser die Selbstinduction ist, desto ähnlicher wird das Spectrum in Bezug auf Intensitätsverhältnisse der Linien dem Bogenspectrum. Bei Funken im Wasserstoff von Atmosphärendruck zeigen sich die Wasserstofflinien so scharf, wie sie sonst nur in Geisslerschen Röhren bei sehr kleinem Druck vorhanden sind.

185. 3. Batterien. Während grosse Batterien zur Untersuchung der allgemeinen Erscheinungen der Entladungen durch Gase schon oft benutzt worden sind, hat man doch die dabei auftretenden spectralen Erscheinungen recht selten ins Auge gefasst. Eine solche Batterie ist zuerst wohl von Crosse[2]) zusammengestellt worden, sie bestand aus Platten von Cu und Zn in Wasser; eine ebensolche benutzte Gassiot[3]), Hittorf[4]) nahm Chromsäureelemente, während Warren de la Rue und H. Müller[5]) ihre berühmte Batterie aus Chlorsilberelementen zusammenbauten. In neuerer Zeit hat man vorwiegend Fauresche Accumulatoren zu dem gleichen Zwecke benutzt. Die Aufstellung und Handhabung derselben wird beschrieben unter Anderen von Hertz[6]), von Warburg[7]), von Zehnder[8]). Die grösste Batterie ist vielleicht die von Trowbridge und Richards[9]) hergestellte, welche über 10000 Elemente zählt.

1) G. A. Hemsalech, Sur les spectres des descharges oscillantes. C. R. **129**. p. 285—288 (1899).

2) A. Crosse, On the tension spark from the voltaic battery. Phil. Mag. (3) **17**. p. 215—217 (1840).

3) J. P. Gassiot, A description of an extensive series of the water battery u. s. w.; Phil. Trans. **134**. p. 39—52 (1844), auch Phil. Mag. (3) **25**. p. 285—302 (1844).

4) J. W. Hittorf, Ueber die Electricitätsleitung der Gase. Pogg. Ann. Jubelbd. p. 430—445 (1874) und Wied. Ann. **7**. p. 553—631 (1879).

5) Warren de la Rue und H. W. Müller, C. R. **81**. p. 686—688 (1875); Proc. Roy. Soc. **24**. p. 167—170 (1876); ibid. **26**. p. 227, 324—325 (1878) und in den folgenden Bänden.

6) H. Hertz, Versuche über die Glimmentladung. Wiedem. Ann. **19**. p. 782—816 (1883).

7) E. Warburg, Ueber das Kathodengefälle bei der Glimmentladung. Wiedem. Ann. **31**. p. 545—594 (1887).

8) L. Zehnder, Hertz'sche Versuche in objectiver Darstellung und der Hochspannungsaccumulator. Wiedem. Ann. **49**. p. 549—563 (1893).

9) J. Trowbridge und Th. W. Richards, The spectra of Argon. Phil. Mag. (5) **43**. p. 77—83 (1897).

Die Spannung, welche man so erreichen kann, ist aber im Vergleich mit der grösserer Inductorien oder der Influenzelectrisirmaschine immer noch recht klein, so dass man damit nicht die Funkenspectra von Metallen untersucht hat, sondern sie ausschliesslich zur Entladung durch verdünnte Gase benutzt. Spectroscopische Bemerkungen, die mit Batterieströmen gemacht sind, finden sich zerstreut, ohne besonders Wesentliches zu ergeben; es seien hier nur Warburg, Trowbridge und Kalähne[1]) genannt.

4. Electrische Schwingungen. Auch diese lassen sich nur zur Untersuchung von Gasen und Dämpfen leicht schmelzbarer Metalle verwenden. Die wenigen spectroscopischen Notizen über diese Verwendung stammen fast ausschliesslich von E. Wiedemann[2]), von Ebert[3]) und von Thomson.[4]) Man schliesst die Gase in ein Glasgefäss ein und setzt sie z. B. in einem Lecherschen Drahtsystem, wie es zum Nachweis der Hertzschen Drahtwellen gebraucht wird, diesen aus, oder man führt an äussere Belegungen die Drähte eines Tesla-Transformators.

186. Fragen wir nun nach den Unterschieden in der Wirkung dieser vier verschiedenen Apparate, so sind dieselben namentlich von E. Wiedemann[5]) wiederholt hervorgehoben worden. Er sagt: „Die einfachsten Verhältnisse haben wir entschieden für die Entladungen bei Reibungs- oder Influenzelectrisirmaschinen. Bei ihnen wird in stetiger Weise die Electricität erzeugt, sie strömt den Electroden zu, erreicht nach bestimmter Zeit das zur Entladung nöthige Potential, entladet sich, und das Spiel beginnt von neuem. Auf den Scheiben, Zuleitungsdrähten u. s. w. ist relativ so wenig Electricität angehäuft, oder sie strömt doch so schnell nach, dass die Entladung fast als instantan betrachtet werden kann. Nur in ganz vereinzelten Fällen bei sehr niedrigen Drucken sehen wir manchmal, wie eine Entladung sich aus einer Reihe von Partialentladungen zusammensetzt. — Durch Einschalten einer Funkenstrecke in den Schliessungskreis wird im Allgemeinen die Art der Entladung nicht geändert, sondern nur die bei jeder einzelnen Entladung plötzlich übergehende Electricitätsmenge vergrössert. — Viel complicirter gestalten sich die Verhältnisse beim Inductorium. Bei jeder Oeffnung und Schliessung des primären Stromes treten neben der Hauptentladung noch eine ganze Reihe

1) A. Kalähne, Ueber die Spectra einiger Elemente bei der stetigen Glimmentladung in Geissler'schen Röhren, und die Abhängigkeit der Lichtstrahlung von Stromstärke und Druck. Wiedem. Ann. **65**. p. 815—848 (1898).

2) H. Ebert u. E. Wiedemann, Leuchterscheinungen in electrodenlosen gasverdünnten Räumen unter dem Einfluss rasch wechselnder electrischer Felder. Wied. Ann. **50**. p. 1—46 und 221—254 (1893); E. Wiedemann und G. C. Schmidt, Entladungserscheinungen in verdünnten Metalldämpfen. Wied. Ann. **57**. p. 454—458 (1896).

3) H. Ebert, Ueber langandauernde electrische Schwingungen und ihre Wirkungen. Wiedem. Ann. **53**. p. 144—161 (1894). Hier wird ein besonderes Instrument beschrieben.

4) J. J. Thomson, Siehe z. B. Phil. Mag. (5) **31**. p. 321—336, 445—464 (1891); Nat. **51**. p. 330—333 (1891); Rep. Brit. Ass. 1894. p. 482—493.

5) E. Wiedemann, Ueber das thermische und optische Verhalten von Gasen unter dem Einflusse electrischer Entladungen. Wiedem. Ann. **10**. p. 202—257 (1880). Siehe p. 239 ff.

von Partialentladungen auf, die eine abnehmende Intensität besitzen. Dass nicht nur eine einzelne derselben die Entladungsröhre durchsetzt, lässt sich leicht mittelst des rotirenden Spiegels constatiren. Jede der Partialentladungen dauert aber wieder eine gewisse Zeit, indem nur allmählich die Electricität von der Spirale zu den Electroden hinströmt; sie wird daher entweder selbst sich wieder aus einer Reihe von Theilentladungen zusammensetzen, oder einem mehr oder weniger continuirlichen Electricitätsabgang entsprechen. Die Bilder der Entladungen bestehen nicht wie bei den Influenzmaschinen, aus einzelnen scharfen Linien, sondern aus mehr oder weniger breiten Banden, auf denen Lichtmaxima und Minima hervortreten. — Jede der verschieden starken Partialentladungen wird andere Spectralerscheinungen hervorrufen, und eventuell die eine ein Linien-, die andere ein Bandenspectrum erzeugen.“ Wiedemann bespricht dann weiter die Entladungen von Batterien, und meint, auch diese seien discontinuirlich, nur folgten die Entladungen so schnell, dass man es im rotirenden Spiegel nicht wahrnehmen könne; Hittorf[1]) dagegen war zum Schluss gekommen, die Entladung sei, wenn der Widerstand unterhalb einer bestimmten Grenze liegt, eine continuirliche, und auch Hertz[2]) folgert dies aus seinen Versuchen. Wenn das der Fall ist, so müssen wir die Batterien als das geeignetste und einwandfreieste Instrument zur Untersuchung der Gase bezeichnen, und nur bei diesen sind ja die verschiedenen Arten der Electricitätserregung anwendbar und von so grossem Einfluss auf das Spectrum. Trowbridge[3]) giebt freilich wieder an, die Entladung seiner Batterie durch Gasröhren sei eine oscillatorische, nicht eine continuirliche, und zu demselben Schluss gelangt Neugschwender[4]).

187. Ueber die Anwendung der vierten Methode äussert sich Ebert[5]): „Die directe Erregung eines verdünnten Gases durch electrische Schwingungen, die von aussen zugeführt werden, giebt ein Mittel an die Hand, dasselbe unter genau angebbaren Versuchsbedingungen zum Leuchten zu bringen, was sonst nicht in diesem Grade möglich ist. Denn bei den gewöhnlichen Anordnungen, bei denen man einen Strom durch Electroden zuführt, sind die Entladungsbedingungen vom Gase selbst, namentlich dessen Druck abhängig. Hier sind es wohl auch electrische Schwingungen, welche das Leuchten wesentlich bedingen, aber Schwingungen, die erst im Rohre selbst sich ausbilden und deren bestimmte Grössen in zunächst gar nicht zu übersehender Weise, von allen möglichen Nebenfactoren, Capacität der Maschine oder des Inductoriums, Selbstinduction und Widerstand der Leitungsbahnen u. s. w. abhängen. Erzeugen

1) J. W. Hittorf, Ueber die Electricitätsleitung der Gase. Wied. Ann. **7**. p. 553—631 (1879).

2) H. Hertz, Versuche über die Glimmentladung. Wied. Ann. **19**. p. 782—816 (1883).

3) J. Trowbridge, The oscillatory discharge of a large accumulator. Phil. Mag. (5) **43**. p. 259—262 (1897).

4) A. Neugschwender, Eine neue Methode, electrische Wellen nachzuweisen. Wied. Ann. **67**. p. 430—432 (1899).

5) E. Ebert, Ueber langandauernde electrische Schwingungen und ihre Wirkungen. Wied. Ann. **53**. p. 144—161 (1894).

wir die electrischen Bewegungen unabhängig vom Entladungsrohre, so kann man die Leuchtbedingungen, etwa die bewegten Electricitätsmengen, Spannungen, Rhythmus der Erregungen in ganz systematischer Weise abändern, ohne dass sich mit der Aenderung einer von den bestimmenden Grössen gleichzeitig eine oder mehrere andere mit änderten. Erst hierdurch scheint es mir möglich zu werden, den Einfluss der verschiedenen das Aussehen der Spectra ganz im allgemeinen und einzelner Linien im Speciellen bestimmenden Momente zu trennen. Um nur ein Beispiel hervorzuheben, mag erwähnt werden, dass augenscheinlich schon der Rhythmus der Erregungen, also lediglich die Oscillationsdauer gewisse Verschiedenheiten in den Spectren bedingt. Vergleicht man die Helligkeitsverhältnisse der verschiedenen Linien oder Banden eines Gases, welches auf gewöhnliche Weise, etwa durch die Entladungen eines Inductoriums zum Leuchten gebracht wird, mit den Helligkeitsverhältnissen bei der hier angegebenen Art der Erregung, so erkennt man bei demselben Gase schon auffallende Unterschiede. Aber auch wenn man nichts als die Schwingungszahl der erregenden Oscillationen ändert, werden die relativen Helligkeitsverhältnisse im Spectrum andere. Es scheint, als ob die kurzwelligen Schwingungen in um so stärkerem Maasse erregt werden, je rascher die electrischen Schwingungen selbst auf einander folgen. — Die erregenden Schwingungen brauchen um so kleinere Energiemengen zu enthalten, je regelmässiger sie sind und je länger sie ungestört andauern. Darum erhöht sich aber auch die Temperatur der leuchtenden Gase nur unmerklich. Man kann daher hier die Emissionsspectra von Körpern untersuchen, die sonst der spectralanalytischen Untersuchung, so weit sie an die Emissionsspectra anknüpft, unzugänglich sind, weil die Körper zerfallen, wenn grössere electrische Energien wirken und damit grössere Erwärmungen eintreten."

188. Wir haben besprochen, dass die wahren Vorgänge in Flammen und im Lichtbogen noch nicht mit Sicherheit erkannt sind. Noch viel schwieriger aber liegen die Verhältnisse bei electrischen Entladungen, und so sind hier eine grosse Anzahl verschiedenartiger Anschauungen ausgesprochen worden, die sich zum Theil direct widersprechen. Wir wollen, freilich ziemlich willkürlich, die Funken bei normalem oder höherem Druck trennen von den Entladungen durch Räume mit kleinerem Druck, wobei eine eigentliche Grenze allerdings nicht zu ziehen ist.

Lassen wir zwischen zwei Electroden, dieselben mögen fest oder flüssig sein, Funken übergehen, so finden wir, dass von den Electroden kleine Theilchen losgerissen werden und verdampfen, und das Spectrum des Funkens zeigt uns neben den Linien des Gases, in welchem die Entladung übergeht, Linien der Electrodensubstanz, welche um so kräftiger werden im Vergleich zu den Gaslinien, je mehr der Funke condensirt ist. Das beweist, dass die Temperatur in der Funkenbahn eine hohe sein muss, die jedenfalls über der Siedetemperatur der Electroden liegt. Man hat wohl meist angenommen, dass es sich hier einfach um Joulesche Wärme handelt, dass wegen des grossen Widerstandes des

zu durchbrechenden Dielectricums auch die Temperatur so hoch steigt. Ångström[1]) sagt, nachdem er zunächst gefunden, „das Leuchten der Luft sei nicht eigentlich als ein Resultat der Verbrennung von N in O zu betrachten, sondern als ein einfaches Glühphänomen“: „das Glühen der Gase entsteht wahrscheinlich nicht direct durch die Fortpflanzung der Electricität, sondern ganz mechanisch durch die Bewegung der Metalltheilchen.“ — Das Losreissen der Metalltheilchen wäre danach das primäre, und durch Reibung brächten sie auch das Gas zum Leuchten. — Weniger deutlich drückt sich Masson aus; in seiner ersten Abhandlung[2]) sagt er: „une partie de la surface des pôles peut être entraînée; cette matière transportée, prenant la temperature du courant, modifierait la lumière électrique, et produirait les raies brillantes.“ — In der zweiten Abhandlung[3]) ist von electrischem Licht als solchem nicht mehr die Rede, sondern hier schliesst er: „Die Oxydation der Metalle und Verbrennung der von den Polen durch den Strom losgerissenen Theilchen sind nicht die Ursache der hellen Linien. Der electrische Funke ist die leuchtende Strahlung eines Theiles des festen, flüssigen oder gasförmigen Leiters, welcher durch irgend einen electrischen Strom bis zum Leuchten erhitzt ist. Die hellen Linien der electrischen Spectren sind hervorgebracht durch das Leuchten der ponderablen Theilchen, welche von den Polen durch den Strom losgerissen und transportirt werden. — Die Erscheinung der hellen Linien ist ein besonderer Fall der Phosphorescenz. Der electrische Funke besitzt eine sehr hohe Temperatur.“ Die wichtige Arbeit von Schuster und Hemsalech, welche zeigt, dass zuerst nur das Gas leuchtet, erst später die Metalldämpfe, ist oben in § 183 ausführlich besprochen.

189. Dass die Temperatur im Funken sehr hoch sei, ist allgemeine Ansicht, aber Niemand weiss, wie hoch. Dewar[4]) schätzt sie aus der Wärmewirkung und dem ungefähren Volumen, und kommt zu Zahlen zwischen 10000^{0} und 15000^{0}. Die ersten Versuche, etwas über die Temperatur an den Electroden experimentell zu ermitteln, hat wohl Matteucci[5]) gemacht, der Thermoelemente möglichst nahe den Spitzen in Löcher in den Electroden brachte. Er findet, dass stets die positive Electrode heisser sei, als die negative; so waren die Temperaturerhöhungen bei Platinelectroden 25^{0} und 20^{0}, bei Cupfer 64^{0} und 48^{0} u. s. w. —

Zum entgegengesetzten Resultat kommt Poggendorff[6]): zwischen die

1) A. J. Ångström, Optische Untersuchungen. Pogg. Ann. **94**. p. 141—165 (1855), übersetzt nach Kongl. Swensk. Vetensk. Akad. Handl. 1853.

2) A. Masson, De la nature de l'étincelle électrique et de sa cause. Ann. chim. et phys. (3) **31**. p. 295—326 (1851).

3) A. Masson, Études de photométrie électrique. Ann. chim. et phys. (3) **45**. p. 385—454 (1855).

4) J. Dewar, On the temperature of the electric spark. Rep. Brit. Ass. 1872. Not. & Abstr. p. 51.

5) Chr. Matteucci, Nouvelles observations sur l'arc voltaique. Arch. des sc. phys. et nat. **12**. p. 5—19 (1849).

6) J. C. Poggendorff, Ueber die Wärmewirkung des Inductionsfunkens. Monatsber. d. Berl. Akad. 1855. p. 127—131; auch Pogg. Ann. **94**. p. 632—637 (1855).

Electroden eines Inductionsapparates bringt er ein Thermometer, dessen Temperatur beim Uebergang der Funken steigt. Er findet, dass bei leicht schmelzbaren und verdampfbaren Electroden, wie Sn, Bi, u. s. w. die Steigerung grösser ist, bis zu 51°, als bei Pt, Graphit und dergl., wo sie nur 20° bis 30° beträgt; an der negativen Electrode ist die Temperatur immer höher, als an der positiven, mit Luftverdünnung nimmt die Steigerung der Temperatur und die Differenz an den Electroden ab. — Später[1]) findet Poggendorff, dass Entladungen der Leidener Flasche viel weniger erwärmen und keinen Unterschied an den Electroden ergeben; er erklärt dies durch die geringere Spannung und den oscillirenden Character der Entladung. Endlich[2]) macht er Versuche mit der Influenzmaschine, die zu analogen Resultaten führen. Naccari[3]) hat einige ähnliche Versuche über die Erwärmung der Electroden gemacht, zwischen denen Inductionsfunken übergehen: er nimmt hohle Electroden, in denen sich Thermometer befinden; die negative Electrode ist stets heisser, als die positive, die Substanz der Electroden ist von geringem Einfluss; die Erwärmung in der Zeiteinheit ist proportional der übergegangenen Electricitätsmenge; mit wachsender Schlagweite scheint die Erwärmung einem Maximum zuzustreben, dann wieder abzunehmen, wobei das Verhältniss der Erwärmungen an beiden Polen immer mehr gleich der Einheit wird; die entwickelte Wärmemenge ist relativ sehr gross, — das sind Naccaris Resultate. Villari[4]) lässt Flaschenfunken zwischen Thermoelementen überschlagen, an welchen er die Erwärmung misst. Er findet ebenfalls die Temperatur immer höher am negativen Pol, beobachtet bis zu 235°. Dann lässt er Funken an Thermometerkugeln entlang schlagen, und beobachtet als höchste Temperatur 115°; in Wasserstoff ist die Erwärmung geringer, als in N oder Luft. —

Damit ist im Wesentlichen Alles, was wir über die uns hier interessirenden Fragen wissen, angeführt. Dass die Temperatur wirklich eine sehr hohe sein muss, unterliegt keiner Frage, da die schwerst schmelzbaren Körper, wie Kohle, im Funken verdampft werden, und die Helligkeit der Funken trotz ihrer kleinen Ausdehnung eine ausserordentlich grosse ist. Ob freilich diese Lichtemission lediglich eine Wirkung der hohen Temperatur sei, ist mehr als zweifelhaft. Wir werden darauf zurückkommen, wenn wir die modernen Anschauungen über das Leuchten besprechen.

190. Von Exner und Haschek[5]) ist mehrfach angegeben worden, sie hätten in den Funkenspectren Verschiebungen der Linien gegen ihre richtige

1) J. C. Poggendorff, Ueber die Wärmeentwicklung electrischer Funken. Monatsber. d. Berl. Akad. 1861. p. 394—357.

2) J. C. Poggendorff, Ueber die Wärmeentwicklung in der Luftstrecke electrischer Entladungen. Monatsber. d. Berl. Akad. 1867. p. 273—298, auch Pogg. Ann. **132**. p. 107—133 (1867).

3) A. Naccari, Intorno al riscaldamento degli elettrodi prodotto dalla scintilla del rocchetto d'induzione. Nuovo Cim. (2) **11**. p. 28—42 (1882).

4) E. Villari, Sulla resistenza dell' idrogeno e di altri gas alla corrente ed alle scariche elettriche, e sul calorico svolto in essi dalle scintille. Atti accad. dei Lincei (4) Rendic. **5**, 1. p. 730—739 (1889).

5) Z. B. Wiener Ber. **106**, IIa. p. 1127 (1897).

Lage nach längeren Wellen hin beobachtet. Sie schliessen, dies sei eine Folge von Druck im Funken, und berechnen aus den von Mohler für den Einfluss des Druckes auf Linien des Bogenspectrums gegebenen Zahlen Drucke von 24 bis 30 Atmosphären im Funken. Haschek und Mache[1]) haben dann versucht, diesen Druck experimentell direct nachzuweisen. An eine Glaskugel von 21 cm Durchmesser ist ein Barometerrohr angesetzt, welches in ein Gefäss mit Quecksilber taucht. Durch den Boden des Gefässes und das Rohr geht eine Stange, welche die untere Electrode trägt, während die obere durch ein Schliffstück von oben in die Kugel eingeführt ist. An die Kugel sind noch zwei Hähne zum Evacuiren und Einlassen von Gasen angesetzt. Die Funkenstrecke ist im Allgemeinen 2 mm lang. Als Stromquelle dient ein Hochspannungstransformator, welcher 5200 Volt liefert, eventuell ist eine Capacität parallel zur Funkenstrecke nebengeschaltet. Jeder Funke giebt Veranlassung zu einer Druckwelle, welche mit mindestens Schallgeschwindigkeit sich als kugelförmige Welle ausbreitet, wobei der Druck abnimmt. Sobald sie an die Wandung der Kugel kommt, wo das Barometerrohr angesetzt ist, sinkt dasselbe, und wenn die Funken rasch folgen, behält das Manometer in Folge von Trägheit seinen tiefsten Stand, und gestattet somit den Druck am Rande der Glaskugel zu ermitteln. Der Druck auf der Kugelwelle soll umgekehrt proportional zu deren Oberfläche sein, daher der am Manometer abgelesene Druck sich zu dem im Funken verhalten, wie die Oberfläche des Funkens zu der Oberfläche der Glaskugel. Um die Oberfläche des Funkens zu erhalten, photographiren die Autoren die Funken mit einem Momentverschluss in 1/28 Secunde, und messen an dem Bilde seinen Durchmesser. Die Verfasser untersuchen nun zuerst den Einfluss der Capacität, und die folgende Tabelle zeigt ihre Resultate:

c	5	11	16	23	53	77	100	156
P	22	40	48	45	51	50	46	36
P′	33	118	148	165	220	228	258	293

Dabei bedeutet c die Capacität in Metern, P′ den an einem Manometer mit Vaselinöl abgelesenen Druck in Millimetern, P den daraus und aus der Grösse des Funkenbildes berechneten Druck in Atmosphären. — Dann wird die Funkenlänge von 1 bis 4 mm geändert; dabei variirt P′ von 85 bis 300 mm, während der Druck P unverändert etwa 50 Atmosphären bleibt. Ferner wurde der Druck in der Glaskugel von 585 mm allmählig bis auf 96 mm verringert. Dabei sank der Druck im Funken von 27 auf 1 Atmosphäre. Verschiedene Gase gaben sehr verschiedenen Funkendruck; so fanden sich bei Luft 52 Atm., bei Kohlensäure 153, bei Leuchtgas 80. Endlich wird auch der Einfluss der Electrodensubstanz in Betracht gezogen, während bei den bisherigen Versuchen

1) E. Haschek und H. Mache, Ueber den Druck im Funken. Wien. Ber. **107**, IIa. p. 1253—1265 (1898), auch Wiedem. Ann. **68**. p. 740—751 (1899).

stets Messing genommen war. Es gaben Gaskohle 124 Atm., Eisen 79, Messing 64, Zink 44, Cupfer 33. — Die Verfasser erzeugen auch noch einen Bogen in ihrer Kugel und meinen, auch hier sei eine intermittirende Entladung vorhanden und der Druck entspreche 2 bis 3 Atmosphären.

191. Mir scheinen alle diese Zahlenangaben über den Druck sehr bedenklich, und ich glaube, dass sie um viele Hundert Procente falsch sein können. Der wirklich beobachtete Druck von einigen Centimetern wird mit dem Verhältniss der Oberflächen von Kugel und Funke multiplicirt, wobei die Oberfläche des Funkens durch seinen Radius gewonnen wird. Es scheint mir nun zweifellos, dass der Radius des Funkenbildes eine ganz unbestimmbare Grösse ist, die in hohem Maasse nicht nur von der Dauer der Exposition, sondern auch von der Dauer und der Art der Entwickelung abhängen muss. Es dürfte nicht schwer sein, von demselben Funken zwei Bilder zu erhalten, deren Durchmesser sich wie 1 zu 3 verhalten, was Oberflächen wie 1 zu 9 gäbe, so dass man einfach durch eine andere photographische Behandlung statt 50 Atmosphären Druck auch 5 erhalten könnte.

Man wird sich daher nicht wundern, wenn Mohler[1]) wesentlich andere Resultate findet. Er misst direct die Verschiebung der Linien und erhält, wenn er die Capacität von 11 bis 70 steigert, bei Cadmium Verschiebungen, die einem Druck von 3 bis 11 Atmosphären entsprechen. Bei einer Capacität von 22 ergab Cadmium 4,5 Atm., Eisen 5,5. Ferner findet Mohler, dass der Druck im Funken dem Druck des umgebenden Gases sehr nahe proportional sei, dass die Natur des umgebenden Mediums wahrscheinlich ohne Einfluss sei. Man sieht, dass alle diese Resultate denen von Maschek und Hasche widersprechen.

192. So einfach scheinbar die Verhältnisse bei der Funkenentladung liegen, so verwickelt werden sie schon äusserlich, sobald wir den Druck verringern und bis zu den kleinsten erreichbaren Drucken übergehen. Es kann hier nicht unsere Aufgabe sein, diese Erscheinungen auch nur oberflächlich verfolgen zu wollen, theils weil sie sich nur zum kleinen Theil mit spectroscopischen Fragen berühren, theils weil sie so verwickelt sind und bisher so wenig aufgeklärt, dass ein besonderes Werk allein ihnen gerecht werden kann. Uns bleibt hier nur die Möglichkeit, mit ganz wenigen Worten die wichtigsten Punkte der Erscheinungen zu skizziren und die für die einzelnen Theile eingeführten Namen zu erwähnen.

193. Denken wir uns ein Gas in ein Glasrohr eingeschlossen, durch dessen Enden Platindrähte eingeschmolzen sind, so dass wir den Funken eines Inductoriums oder einer Electrisirmaschine hindurchschicken können. Bei gewöhnlichem Druck geht die Entladung in Gestalt eines scharf begrenzten zackigen Funkens hindurch, wenn wir aber mit einer Luftpumpe den Druck verringern, so beginnt der Funke sich immer mehr auszubreiten, bis schliesslich bei einem Druck von einigen Centimetern oder Millimetern Quecksilber der gesammte Gasinhalt des Rohres leuchtet. Dabei hat sich auch immer ausgesprochener ein Unterschied zwischen den beiden Polen entwickelt: die Kathode ist zu-

1) J. F. Mohler, Pressure in the electric spark. Astrophys. J. 10. p. 202—206 (1899).

nächst von einer hellen dünnen Schicht umkleidet, auf welche ein dunklerer Raum, der dunkle Kathodenraum, folgt, an den sich wieder eine helle Schicht, die helle Kathodenschicht, anschliesst. Von ihr erstrecken sich mit abnehmender Helligkeit nach der Anode hin die Glimmlichtstrahlen. Es folgt nun ein dunkler Trennungsraum, hinter welchem das positive Licht beginnt. Dasselbe besteht aus einer Reihe abwechselnd hellerer und dunklerer Schichten. Nimmt der Druck noch weiter ab, so concentrirt sich die die Kathode umgebende leuchtende Hülle immer mehr auf einen Punkt, der dunkle Kathodenraum und das Glimmlicht dehnen sich immer mehr aus, während gleichzeitig das positive Licht immer mehr verschwindet, indem eine Schicht nach der andern sich um die Anode herumlegt und gleichsam in ihr verschwindet. Ist die äusserste Verdünnung erreicht, so geht nur noch von der Kathode ein Bündel schwach leuchtender Strahlen stets senkrecht zur Oberfläche der Kathode aus, geht gradlinig vorwärts und erregt dort, wo es die Glaswand trifft, Fluorescenz des Glases. Man nennt diese Strahlen Kathodenstrahlen, ihre Richtung ist also nur abhängig von der Gestalt der Kathode, nicht mehr von der Lage der Anode. Goldstein[1]) hat gefunden, dass, wenn die Kathode Löcher besitzt, deren Durchmesser aber klein sein muss gegen die Dicke der die Kathode bildenden Platte, aus diesen Löchern nach hinten Strahlen austreten, die er Kanalstrahlen genannt hat.

194. Es sind mit diesem kurzen Abriss nur ganz wenige der fundamentalsten Thatsachen angeführt, soweit wir sie unbedingt für das Folgende nöthig haben. Im Uebrigen muss ich den Leser auf die speciellen Lehrbücher[2]) hinweisen, welche auch näheres Detail über die Erklärungsversuche enthalten. — Man kann diese Erklärungen, wenn man von kleineren Differenzen absieht, der Hauptsache nach in zwei Gruppen theilen: Die eine Gruppe betrachtet die ponderablen Moleceln als das Wesentliche bei der Entladung; sie sollen die Electricität von der einen Electrode zur andern hinüberschaffen, im vollkommenen Vacuum wäre eine Entladung unmöglich. Die andere Gruppe vertritt grade den umgekehrten Standpunkt: nur der Lichtäther vermittelt den Uebergang der Electricität, die in ihn eingebetteten Moleceln wirken gewissermaassen nur störend, indem sie dem Aether einen Theil seiner Energie entziehen und theils in Wärme theils in Licht bestimmter Schwingungsdauer umwandeln. Von den Theorien ist keine auch nur angenähert im Stande, alle bei Gasentladungen beobachteten Erscheinungen zu erklären, während jede von ihnen Einzelnes besser zu deuten vermag als die andere. — Die erstgenannte Theorie ist die ältere; gegen sie wurde vornehmlich geltend gemacht, dass man nach den Versuchen von Wheatstone über die Dauer des Funkens eine ausserordentlich grosse Geschwindigkeit der ponderablen Moleceln im Ent-

1) E. Goldstein, Ueber eine noch nicht untersuchte Strahlungsform an der Kathode inducirter Entladungen. Berl. Ber. (1886), auch Wied. Ann. **64**. p. 38—48 (1898).

2) Siehe z. B. G. Wiedemann, Die Lehre von der Electricität. Bd. 4; G. Stenger im Handbuch der Physik. Bd. 3. p. 325—387, Breslau bei Trewendt, 1893; O. Lehmann, Die electrischen Lichterscheinungen. Halle bei W. Knapp 1898.

ladungsrohr annehmen müsste. Nach dem Dopplerschen Princip müsste sich das in einer Verschiebung der Spectrallinien bei Längsdurchsicht und Querdurchsicht zeigen, aber Ångström[1]), der den Versuch zuerst anstellte, fand davon nichts. Er schloss daraus, das Princip sei falsch, da er an der Thatsache der Bewegung der Metalltheilchen nicht zweifelte. Nach ihm haben noch viele Andere[2]) den gleichen Versuch wiederholt, zum Theil mit viel besseren Hülfsmitteln, aber alle mit dem gleichen Erfolge. Da nun das Dopplersche Princip, wie sich aus den astronomischen Bestimmungen ergiebt, zweifellos richtig ist, so bleibt nur die andere Alternative, grosse Geschwindigkeiten der Moleceln zu leugnen. Dadurch tritt die zweite Theorie in den Vordergrund, welche zuerst wohl von E. Wiedemann ausgeführt worden ist. Speciell die Kathodenstrahlen[3]), welche ja erst bei den höchsten Verdünnungen hervortreten, hält Wiedemann für reine Aetherwellen, für sehr kurzwelliges ultraviolettes Licht. Auch Hertz[4]) hat aus Versuchen, welche zeigten, dass Kathodenstrahlen nicht electrostatisch ablenkbar seien, geschlossen, dieselben könnten nicht aus geladenen Moleceln bestehen; er nimmt an, sie seien an sich lichtlos, bringen aber Licht hervor, wenn sie von Gasen absorbirt werden.

Wiedemann spricht seine Theorie folgendermaassen aus[5]): „Die Electricität, welche wir uns etwa als freien Aether denken, wird auf der Oberfläche der Electroden zum Theil als freie Electricität angehäuft und dort durch die Wechselwirkung zwischen ihr und den Metalltheilen an dem Austritt in die Umgebung gehindert; ein solcher kann erst eintreten, wenn ihre Dichte eine hinlänglich grosse Höhe erreicht hat; zugleich erzeugt aber die Electricität in dem umgebenden Medium eine dielectrische Polarisation und zwar in der Weise, dass die Aetherhüllen der einzelnen Gasmolecüle deformirt werden und während der Rotation der Moleceln um ihre Axen stets eine bestimmte Orientirung beibehalten. Tritt eine Entladung ein, so pflanzt sich zunächst die dadurch hervorgerufene plötzliche Aenderung der dielectrischen Polarisation von der Electrode aus durch die Aetherhüllen der Gasmolecüle fort und setzt sie dadurch in Schwingungen. Daneben kann freilich auch ein Uebergang freier Electricität von der Electrode aus von Molecel zu Molecel stattfinden." Die oscillatorische Bewegung der Moleceln verwandle sich, und zwar sehr schnell, in translatorische

---

1) A. J. Ångström, Optische Untersuchungen. Pogg. Ann. 94. p. 141—165 (1855).

2) Z. B. W. v. Zahn, Spectralröhren mit longitudinaler Durchsicht. Wiedem. Ann. 8. p. 675 (1879); Tait, Note on the velocity of gaseous particles of the negative pole of a vacuum tube. Edinb. Proc. 10. p. 430—431 (1880); E. Goldstein, Ueber electrische Erscheinungen in Gasen. Berl. Monatsber. 1880. p. 106—124, auch Wied. Ann. 12. p. 90—109 (1881); E. Wiedemann und H. Ebert, Wied. Ann. 36. p. 652 (1889); J. Trowbridge, Phil. Mag. (5) 30. p. 480—483 (1890). A. Battelli e A. Stefanini, Sulla velocità dei raggi catodici e sulla conduttività elettrolitica dei gas. Nuovo Cim. (4) 10. p. 324—337 (1899).

3) E. Wiedemann, Ueber electrische Entladungen in Gasen. Wied. Ann. 20. p. 756—798 (1883), und an vielen anderen Stellen.

4) H. Hertz, Versuche über die Glimmentladung. Wied. Ann. 19. p. 782—816 (1883).

5) E. Wiedemann, Ueber das thermische und optische Verhalten von Gasen unter dem Einfluss electrischer Entladungen. Wied. Ann. 10. p. 202—257 (1880).

bei den Zusammenstössen. „Die durch die electrischen Entladungen eingeleiteten Schwingungen können so stark werden, dass die Molecüle selbst auseinander fallen, und sich in ihre Atome zerlegen. — Die dazu nöthige Energie wird den Moleceln durch die Electricitätsquelle zugeführt."

195. Durch eine Reihe von Forschern ist die Anschauung, dass die ponderable Materie den Transport der Electricität vermittle, in der Weise ausgebildet worden, dass sie eine Dissociation der Moleceln, einen Zerfall in Ionen und eine electrolytische Leitung annahmen. Ganz besonders A. Schuster, Arrhenius und J. J. Thomson haben diese Auffassung vertreten. Vielleicht der Erste, der eine derartige Bemerkung macht, ist Cazin.[1]) Er lässt Funken durch N schlagen und bemerkt, dass an der negativen Electrode die D-Linien auftreten. Bei Stromwechsel tauschen sie ihren Platz, „comme si un composé du sodium eût été électrolysé par la décharge." Er kommt aber doch zum Schluss, dass von einer Electrolyse durch die Funken nicht die Rede sein könne.

Ich will einige von den Beweisen, welche für diese Auffassung herangezogen sind, anführen. Schuster[2]) sagt, dass im Hg-Dampf, den man für einatomig hält, die Unterschiede zwischen Anode und Kathode verschwinden und sich keine Schichten zeigen. (Dass dies nicht richtig ist, hat später Warburg[3]) gezeigt.) Er kenne kein Gas, das nicht zwei oder drei verschiedene Spectra an derselben oder an verschiedenen Stellen des Rohres zeige; diese Dissociation scheine besonders stark im negativen Glimmlicht zu sein. Hier finde sich gewöhnlich als characteristisch ein Spectrum, welches complexen Moleceln angehört, daneben ein solches hoher Temperatur, ein Linienspectrum. Warren de la Rue und Müller haben beobachtet, dass bei Entladungen eine Druckzunahme eintritt; auch das sei ein Zeichen für Dissociation. — Um durch ein Gas eine Entladung zu senden, ist ein bestimmtes hohes Potential nöthig; geht aber ein Strom durch, so kann man einen zweiten in beliebiger Richtung mit ganz geringem Potential durchtreiben, das Gas ist leitend geworden, weil durch den ersten Strom in ihm Ionen gebildet sind.[4])

Arrhenius[5]) untersucht die Leitungsfähigkeit von mit Salzen gefärbten Flammen und findet, dass die Leitungsfähigkeit, die überhaupt nur bei salzhaltigen Flammen vorhanden ist, unabhängig von der Art des Salzes, abhängig nur von der Menge des Metalls sei. Die Leitungsfähigkeit sei proportional dem Quadrat des Salzgehaltes, d. h. nach Gouy der Helligkeit der Flamme. —

1) A. Cazin, Sur les spectres de l'étincelle d'induction dans l'azote. L'institut (2) **4**. p. 154—155 (1876).

2) A. Schuster, Experiments on the discharge of electricity through gases. Sketch of a theory. Proc. Roy. Soc. **37**. p. 317—339 (1884). — Siehe auch die Abhandlung von Schuster: Wied. Ann. **24**. p. 74—79 (1885).

3) E. Warburg, Ueber eine Methode, Natriummetall in Geissler'sche Röhren einzuführen, und über das Kathodengefälle bei der Glimmentladung. Wied. Ann. **40**. p. 1—17 (1890).

4) A. Schuster, Experiments on the discharge of electricity through gases. Proc. Roy. Soc. **42**. p. 371—379 (1887).

5) S. Arrhenius, Ueber die Leitung von Electricität durch heisse Salzdämpfe. Wied. Ann. **42**. p. 18—76 (1891). Siehe auch Wied. Ann. **32**. p. 545—572 (1887).

Diese Schlüsse bewähren sich aber nicht überall, und gegen die Gewinnung des ganzen Zahlenmaterials lassen sich Bedenken erheben.

196. Baly[1]) bemerkt zufällig in einem Geisslerrohr die Wasserstofflinien nur im negativen Glimmlicht, sonst an keiner Stelle des Rohres, und meint daher, das Gas habe sich an dieser Stelle allein befunden. Er will daher untersuchen, ob in Geisslerschen Röhren durch den Strom eine Trennung der Gase eintrete, und beschreibt folgende Versuche: Ein Gemisch von CO und H zeigt zuerst im Rohr weissliche Farbe, das Spectrum ist ein Gemisch von dem des CO und dem des H; nach einigen Secunden aber wird das negative Glimmlicht roth, und dann sind nur hier die H-Linien sichtbar, im ganzen übrigen Rohr nicht. Lässt man den Apparat eine Stunde stehen, so kann man denselben Versuch wiederholen. —

Nun versucht er die Gase wirklich zu trennen, wozu er ein Rohr von der Form Fig. 42 benutzt. Im linken Rohr ist an der unteren eingeschmolzenen Platinelectrode eine Spirale angelöthet, die zu einem Cupferdraht führt, der sich in der Capillare grade noch verschiebt. Auf ihm sind zwei kleine Wattepfropfen befestigt, welche bei geeigneter Lage des Drahtes die Capillare abschliessen. (Wozu?) Durch Umkehrung des Apparates kann man auch den Cupferdraht zur Berührung mit der zweiten Electrode bringen. Durch ein enges leicht abschmelzbares Röhrchen ist das rechte Geisslerrohr an das erste angeblasen. Nun wird ein Gemisch CO und H bei kleinem Druck eingefüllt, die zusammengebrachten Electroden links dienen als Kathode, a als Anode. Nach langem Durchgang des Stroms wird abgeschmolzen, und dann sollen im kleinen Rohr nur Spuren der Wasserstofflinien sichtbar sein, während sie im andern, nach Trennung der Electroden, brillant seien. — Mir scheint bei diesem Versuch sehr bedenklich die verschiedene Form der Rohre und die verschiedene Natur der Electroden. Der Verfasser hätte mindestens auch einmal a zur Kathode machen müssen und nachsehen, ob dann auch die H-Linien im kleinen Rohr erscheinen. —

Fig. 42.

Ich will auf die weiteren in dieser Arbeit besprochenen Versuche nicht eingehen; sie sind so, wie sie beschrieben sind, ganz unverständlich, denn der Verfasser spricht von der Beobachtung von Spectren, die nach allgemeiner Ansicht nicht existiren, z. B. von einem Spectrum von CO_2, von SO_2 u. s. w. Einer persönlichen Rücksprache mit dem Autor verdanke ich die Aufklärung, dass er darunter das Swansche Spectrum, das Bandenspectrum des Schwefels, u. s. w., versteht, welche er in dieser Weise deutet. Mir scheint indessen, dass es nicht angeht, allgemein bekannte Spectra ohne ein Wort der Erklärung

1) E. C. Baly, Separation and striation of rarefied gases under the influence of the electric discharge. Phil. Mag. (5) **35**. p. 200—204 (1893).

plötzlich ganz anders zu benennen; das muss zu Irrthümern führen und die Arbeit undiscutirbar machen.

197. In einer weiteren Arbeit[1]) versucht dann Baly — nach meiner Meinung ebenso wenig überzeugend — zu zeigen, dass auch ein einfaches Gas im Geisslerrohr durch den Strom zerlegt werde: er benutzt ein Rohr mit Sauerstoff, dessen Electroden Platin-Röhrchen sind, die sich in einem Abstand von 35 mm befinden. Bei einem Druck von 380 mm waren an Anode und Kathode die verschiedenen Sauerstoffspectra sichtbar, und es werden nach einiger Zeit durch die Electroden die an ihnen befindlichen Gase abgesaugt. Baly giebt an, die Dichte des Gases sei vorher 15,88 gewesen, nachher habe das Gas von der Kathode die Dichte 15,79 gehabt bei langen Funken, aber 16,03 nach Uebergang von kurzen Funken.

198. Für die Bildung von Ionen spricht nach allgemeiner Auffassung die Thatsache, dass Gase, welche electrisirt worden sind, dadurch gleichzeitig befähigt worden sind, bei einer adiabatischen Volumvergrösserung Nebel zu bilden, wie zuerst Helmholtz und Richarz[2]) fanden. Die Fähigkeit, Nebel zu bilden, wird daher ebenso als Beweis für Ionisirung betrachtet, als die Fähigkeit, Electricität zu leiten.

199. Am entschiedensten vertritt den Standpunkt electrolytischer Leitung J. J. Thomson[3]), und ich will die Versuche, welche er zur Stütze anführt. etwas ausführlicher angeben. — Wenn man eine sehr enge Capillare, eine Thermometerröhre, mit Electroden versieht, mit HCl füllt und Entladungen

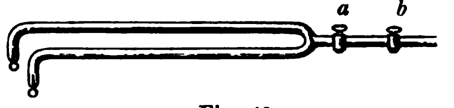


Fig. 43.

hindurchgehen lässt, so ist die Farbe anfangs grau-grün, dann an der Kathode hellroth, an der Anode grün. Nach mehrstündigem Durchgang der Entladungen wird die ganze Röhre röthlich, nur das H scheint noch zu leiten. — Er stellt sich dann ein Rohr von der Form Fig. 43 her, aus Thermometercapillare, bei welchem die Electroden dicht neben einander liegen, so dass ihre Spectra bequem verglichen werden können. Das Rohr wird mit irgend einem Gas unter kleinem Druck gefüllt, dann zwischen die Hähne a und b ein anderes Gas gebracht. Wenn nun z. B. das Rohr mit H gefüllt ist, so sieht man nur das Wasserstoffspectrum, keine Spur des Chlorspectrums. Befindet sich dieses Gas zwischen a und b und wird nun zugelassen durch Oeffnen von a, so erscheint das Chlorspectrum hell nur an der Anode, keine Spur an der Kathode, und nach einiger Zeit verschwindet es überall. Ist mehr Chlor zugelassen

1) E. C. C. Baly, A possible explanation of the two-fold spectra of oxygen and nitrogen. Proc. Roy. Soc. **57**. p. 468—469 (1895).

2) R. v. Helmholtz und F. Richarz, Ueber die Einwirkung chemischer und electrischer Processe auf den Dampfstrahl und über die Dissociation der Gase, insbesondere des Sauerstoffs. Wied. Ann. **40**. p. 161—202 (1890).

3) J. J. Thomson, On the electrolysis of gases. Proc. Roy. Soc. **58**. p. 244—257 (1895), auch Nat. **52**. p. 454—455 (1895). Siehe auch Proc. Roy. Soc. **42**. p. 343—345 (1887); Phil. Mag. (5) **31**. p. 321—336, 445—464 (1889); Nat. **51**. p. 330—333 (1895).

worden, so bleibt sein Spectrum überall sichtbar, aber immer stärker am positiven Pol. Kehrt man den Strom um, so verschwindet allmählich das Cl-Spectrum an der alten Anode, tritt dafür an der neuen auf, und diesen Transport kann man beliebig oft wiederholen. — Dieselben Erscheinungen treten auf, wenn man Br statt Cl zu H eintreten lässt. — Füllt man das Rohr zuerst mit Cl und lässt Br zu, so ist desen Spectrum nur am negativen Pol sichtbar. — Füllt man das Rohr mit Luft, lässt etwas Natriumdampf ein und unterhält den Strom zwei Stunden, so ist das Na-Spectrum sehr hell an der Kathode, sonst nirgends. Lässt man zu Luft H, so ist dessen Spectrum ebenfalls an der Anode stark. Alle diese Erscheinungen beweisen nach Thomson die electrolytische Leitung. Bevor ich weitere Versuche erwähne, möchte ich bemerken, dass für mich in den besprochenen kein Beweis liegt, wenn auch manches für Electrolyse zu sprechen scheint. Wer jemals versucht hat, Geisslerröhren mit reinen Gasen herzustellen, weiss, wie schwer das ist, und was für eigenthümliche und unerwartete Erscheinungen man dabei beobachtet. Wir werden weiterhin diese Verhältnisse besprechen, und dort sehen, wie oft es schon bemerkt ist, dass Gase aus dem Rohr scheinbar verschwinden, indem sie unter dem Einfluss der Entladungen Verbindungen mit den Electroden oder der Glaswandung eingehen, wie sie plötzlich wieder erscheinen können, wie aus den Bestandtheilen des Glases sich Gase entwickeln, und Spectra von Na, von Cl, von S auftreten können, wie endlich durchaus nicht immer alle im Rohr vorhandenen Gase auch ihr Spectrum zeigen. Dass die Erscheinungen an den beiden Electroden wesentlich verschieden sein können, ist längst bekannt; ebenso aber auch, dass die Temperatur an diesen Stellen verschieden ist; die verschiedenen Entladungsformen an den Electroden können ebenfalls, auch wenn das Gas an beiden Seiten identisch ist, verschiedene Spectra bedingen.[1])

Also man kann Alles auch ohne Electrolyse deuten. In dem mehrfach gemachten Einwand, dass einatomige Gase nach der electrolytischen Theorie überhaupt nicht leiten könnten, sehe ich dagegen keine Schwierigkeit, denn ich meine, dass das, was der Chemiker in diesem Sinne ein Atom nennt, noch ein sehr zusammengesetztes Gebilde ist.

Thomson führt noch weitere Versuche aus, mit einem Rohr, dessen Form Fig. 44 zeigt: es ist durch eine in der Mitte befestigte Aluminiumplatte in zwei Hälften getheilt. Die beiden Seiten der Platte wirken als Anode und Kathode, das Spectrum beider Rohrhälften wird betrachtet. Wird HCl in das Rohr gebracht, so sind die Linien des Cl heller auf der positiven Seite, die von H auf der negativen. — In NH_3 treten die H-Linien hell auf in der negativen Hälfte, gar nicht in der positiven, wo nur die Spectren von N sicht-

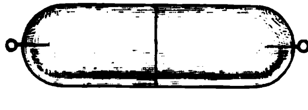


Fig. 44.

1) Während des Drucks hat Herr Morris-Airey den Beweis für die oben vermuthete Erklärung gebracht, dass hauptsächlich die Temperaturdifferenz an den Electroden die Erscheinung bedingt, von einer electrolytischen Trennung der Gase aber keine Rede ist. Siehe Drude's Ann. der Phys. (4) 1. (1900).

bar sind, und zwar an Pol und Platte verschiedene, dem positiven und negativen Pol in N entsprechende. — In Schwefelmonochlorid trat S heller in der positiven, Cl in der negativen Hälfte auf. — In CH_3Cl, CH_2Cl_2, $CHCl_3$, CCl_4 traten stets Cl und H in der negativen Hälfte hell auf, in der positiven Hälfte einen Augenblick das Swansche Spectrum, dann das von CO. — In $SiCl_4$ war Cl hell in der negativen, Si in der positiven Hälfte. — In C_2H_6O: an der positiven Seite das Swansche Spectrum, an der negativen das CO-Spectrum, nach einiger Zeit hier auch die Wasserstofflinien. Wurde neuer Alkoholdampf zugelassen, so war an beiden Seiten das CO-Spectrum vorhanden, auf der negativen Seite noch die Wasserstofflinien. In derselben Weise verhielten sich alle Verbindungen von C, O und H. — In CO traten an beiden Seiten CO-Spectra auf, wurde H zugelassen, so war an der positiven Seite das Swansche Spectrum zu sehen. — Ebenso verhielt sich Cy mit H. —

Zur Erklärung dieser Erscheinungen in den Kohlenstoff-Verbindungen nimmt Thomson an, das Swansche Spectrum stamme von einem positiv geladenen C-Atom, sei es, dass dieses frei oder mit anderen Atomen verbunden sei, dagegen gehöre das CO-Spectrum zu einem negativ geladenen C-Ion oder zu einer Verbindung mit einem solchen. —

In reinem Wasserstoff sei auf der einen Seite, der positiven, die rothe Linie heller, auf der negativen Seite die grüne, manchmal sei auf den resp. Seiten nur die betreffende Linie vorhanden. — Bei Umkehrung des Stromes ändert sich das Spectrum nicht sofort, was zeige, dass es nicht nur durch das verschiedene Potentialgefälle an den Electroden bedingt sei.

Auch gegen die zweite Hälfte dieser Versuche habe ich dieselben Einwendungen zu machen, wie gegen die ersten. Die Erscheinungen in Geisslerschen Röhren sind viel zu complicirt und in ihrem Wesen viel zu wenig erkannt, als dass sich durch einige derartige Versuche ein einwandsfreier Beweis erbringen liesse, zumal, wenn man die Erscheinungen auch auf ganz andere Weise erklären kann. Wer den Beweis für electrolytische Leitung der Gase erbringen will, muss zeigen, dass ein Polarisationsstrom vorhanden ist, und dieser Beweis ist bisher nicht erbracht, wenigstens halte ich die Versuche von Pringsheim[1]) in dieser Richtung nicht für einwandsfrei.[2])

200. Ein gewichtiges Bedenken gegen die electrolytische Theorie ist wiederholt von E. Wiedemann[3]) hervorgehoben worden: es müsste nach dieser Theorie unmöglich sein, Spectra von Dämpfen zu erhalten, wenn sie nicht electrolysirt, d. h. zersetzt werden, es wäre also unmöglich, Spectra von Verbindungen in Geisslerschen Röhren zu erzeugen. Dass das aber sehr wohl

1) E. Pringsheim, Ueber die Leitung der Electricität durch heisse Gase. Wied. Ann. **55**. p. 507—512 (1895).

2) Siehe dieselben Einwände gegen Thomson's Schlüsse bei C. Bredig und H. Pemsel, Archiv f. wissensch. Photogr. **1**. p. 33—42 (1899).

3) Siehe z. B. E. Wiedemann und H. Ebert, Ueber electrische Entladungen in Gasen und Flammen. Wied. Ann. **35**. p. 209—264 (1888).

möglich ist, ist bekannt, und ich sehe nicht ab, wie man um diese Schwierigkeit ohne die Einführung bedenklicher Hypothesen herumkommen kann.

201. Ich möchte mit diesen Einwänden nicht den Anschein erwecken, als leugnete ich die Möglichkeit einer electrolytischen Leitung der Gase; ich bestreite nur, dass bisher der Beweis dafür erbracht sei. Die Verhältnisse liegen hier grade so, wie beim Bogenlicht: eine grosse Reihe von Thatsachen scheint für Electrolyse zu sprechen, aber da andere Erscheinungen dagegen sprechen, und sich Alles auch ohne Annahme der electrolytischen Leitung erklären lässt, meine ich, dass man keine Berechtigung hat, die Electrolyse als erwiesen zu behandeln. Wenn die Theorie richtig ist, so müssten wir erwarten, für jedes Element wenigstens drei verschiedene Spectra zu haben, eines von dem unzerlegten Molecel, eines von dem positiv und ein drittes von dem negativ geladenen Ion. Das erste dieser drei Spectren dürfte freilich in Geisslerröhren nicht auftreten. Wenn in den oben angeführten Versuchen Thomson in diesem Sinne die rothe und die grüne Wasserstofflinie verschiedenen Ionen zusprechen zu wollen scheint, so muss ich das freilich für falsch halten: die Linien, welche eine Serie im Spectrum bilden, tragen den Beweis in sich, dass sie Schwingungen eines und desselben Gebildes sind, nicht aber von zwei verschiedenen Körpern stammen, wie man sich auch das Zustandekommen des Lichtes denken mag.

202. Aber es haben sich andere Stützen für die Möglichkeit verschiedener Spectren von Anion und Kation desselben Elementes gefunden. Wir haben oben besprochen, dass Hertz keine electrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen finden konnte, und daraus geschlossen hatte, sie könnten nicht die Bahnen geladener Theilchen sein, dass Goldstein und E. Wiedemann sie direct für sehr kurzwelliges ultraviolettes Licht hielten. Diese Ansicht ist in den letzten Jahren wohl sicher als falsch erwiesen worden: die Kathodenstrahlen sind electrostatisch und magnetisch ablenkbar, sie wirken auch dementsprechend auf einander ein, sie verhalten sich durchaus so, wie wir es erwarten müssen, wenn sie Ströme von Ionen darstellen. Es ist sogar gelungen, auf verschiedenen Wegen, die Geschwindigkeit dieser Ionen zu ermitteln, ebenso das Verhältniss der electrischen Ladung, welche jedes einzige trägt, zu seiner Masse, und dabei hat sich herausgestellt, dass wir es hier mit Ionen zu thun haben, welche von den bei der Flüssigkeitselectrolyse thätigen ganz verschieden sind. Ihre Masse ist viel kleiner, der Unterschied zwischen verschiedener Materie verschwindet, wir haben es nach der Bezeichnung von Thomson mit „Subatomen" zu thun. Wir haben danach die Kathodenstrahlen als den Weg der mit negativer Electricität beladenen von der Kathode forteilenden Theilchen zu betrachten, und in der That laden sie Körper, auf welche sie auftreffen, negativ. Oben ist besprochen worden, dass Goldstein[1]) gefunden hat, dass unter gewissen Bedingungen von der durchbohrten Kathode noch andere Strahlen nach der entgegengesetzten Seite ausgehen, und es hat sich zeigen lassen, dass diese Strahlen, die Kanalstrahlen, in Wahrheit von der Anode herkommen, und

1) E. Goldstein, Wied. Ann. **64**. p. 38—48 (1898).

positive Ladung mit sich führen. Goldstein giebt an, das Spectrum dieser Strahlen sei ein besonderes: in Sauerstoff z. B. zeigen sie das Spectrum, welches Schuster Compoundspectrum genannt hat, während auf der Seite der Kathodenstrahlen ein anderes Spectrum sichtbar ist. — Es wäre sehr zu wünschen, dass die Untersuchungen über Entstehung und Spectrum der Kanalstrahlen auf eine grössere Anzahl von Gasen ausgedehnt würde.[1]

Wenn somit die neueren Untersuchungen zweifellos dargethan haben, dass wir es in den Kathodenstrahlen mit Materie zu thun haben, welche sich mit Geschwindigkeiten von der Ordnung der Lichtgeschwindigkeit bewegt, andererseits Verschiebungen nach dem Dopplerschen Princip nicht beobachtet sind, so werden wir nur durch neue Hypothesen um diesen Widerspruch herumkommen. Man könnte z. B. annehmen, dass die Subatome nicht leuchten, sondern nur die von ihnen getroffenen gewöhnlichen Atome.

Aus dem bisher Gesagten wird genügend hervorgehen, wie wenig geklärt die Anschauungen über die Vorgänge bei den Entladungen in verdünnten Gasen sind; wir bewegen uns fast durchweg auf dem Boden von Hypothesen, denen andere ziemlich ebenso gut berechtigte gegenüberstehen. Wir werden auf diese Anschauungen noch weiter eingehen müssen, wenn wir das Zustandekommen des Lichtes besprechen. Hier sollen nur noch einige Untersuchungen über die Temperaturverhältnisse in verdünnten Gasen und den Zusammenhang mit dem Potentialgefälle in ihnen besprochen werden.

203. Ueber die Wärmeverhältnisse in Gasen bei kleinem Druck hat zuerst de la Rive[2]) Betrachtungen angestellt: er brachte in die Entladungsröhren Thermometer, deren Temperatur um einige Grade stieg, etwas höher, wenn die Entladung geschichtet war. An der positiven Electrode fand sich die Temperatur immer höher, als an der negativen. Dann hat Secchi[3]) versucht, die Temperaturen zu schätzen, aber auf Grund ganz unhaltbarer Annahmen, so dass es sich nicht lohnt, dieselben hier auszuführen; er meint, zur Erzeugung des Linienspectrums des Br sei eine Temperatur von 800 Millionen Grad Celsius nöthig. Dass es sich aber in der That um Entwicklung erheblicher Wärmemengen handelt, zeigten einige seiner Versuche: er taucht ein Geisslerrohr in 243 gr Quecksilber, und findet, dass bei Entladungen die Temperatur des Hg rasch über 100° steigt, in der Minute um 4° wächst. Ebenso kamen 35 gr Wasser bald zum Kochen, ihre Temperatur stieg in der Minute um 2,5°. Später[4]) hat Secchi ein Geisslerrohr in Wasser getaucht, und aus

1) Vergl. dazu P. Villard, Sur les rayons cathodiques, J. de phys. (3) **8**. p. 5—16 (1899) und A. Wehnelt, Zur Kenntniss der Kanalstrahlen. Wied. Ann. **67**. p. 421—426 (1899), auch A. Wüllner, Ueber die Spectra der Kanalstrahlen und Kathodenstrahlen. Physik. Zs. **1**. p. 132—134 (1899).

2) A. de la Rive, Arch. des sc. phys. et nat. (2) **26**. p. 177—208 (1866).

3) A. Secchi, Sulla temperatura solare. Atti dell' accad. de' Nuovi Lincei **23**. p. 93—99 (1870).

4) A. Secchi, Sugli spettri prismatici de' corpi celesti. Atti dell' accad. de' Nuovi Lincei **25**. p. 177—252 (1872).

dessen Temperaturerhöhung und einer Annahme über das Gewicht des eingeschlossenen Gases eine Temperatur von 500000° berechnet.

G. Wiedemann[1]) hat den Zusammenhang zwischen Stärke des Entladungsstromes und Erwärmung untersucht: er drückt dazu an die äussere Seite der Entladungsröhren ein Thermoelement, als Stromquelle diente eine Thermosäule. Dabei zeigte sich, dass die erzeugte Wärmemenge der durchgegangenen Electricitätsmenge proportional sei. — Wiedemann fand ferner, dass die in jedem Querschnitt erzeugte Wärmemenge ungefähr die gleiche sei, d. h. dass die Temperatursteigerung in verschieden weiten Theilen sich umgekehrt wie die Querschnitte verhalte. Zu denselben Resultaten kamen Naccari und Bellati[2]), welche ein Inductorium verwandten und die im Chlor erzeugte Wärmemenge calorimetrisch massen, indem sie ein weiteres, Wasser enthaltendes Rohr über verschiedene Stellen des Geisslerrohrs schoben.

204. Während man früher allgemein annahm, das Leuchten der Gase in Geisslerschen Röhren sei eine Folge der hohen Temperatur, wie es z. B. Plücker wiederholt ausspricht, schloss zuerst Salisbury[3]), die Temperatur in leuchtenden Gasen könne auch niedrig sein: durch das Vacuum eines Thermometers liess er Endladungen gehen, die ihm das Quecksilberspectrum zeigten. Da aber dabei die Temperatur des Thermometers nicht stieg, meint er, das Gas könne auch nicht sehr hoch erhitzt sein.

Dieser etwas bedenkliche Schluss wurde durch eine sehr werthvolle Arbeit von E. Wiedemann[4]) bestätigt: er benutzt eine mit Luft gefüllte Röhre, welche aus einem weiten Theil von 30 mm Durchmesser und 90 mm Länge bestand, an welche eine U-förmig gebogene Capillare von 0,854 mm Durchmesser und 93 mm Höhe geblasen war. Letztere war in ein Calorimeter mit Terpentinöl eingetaucht. Es wurden verschiedene Drucke angewandt, aber solche, dass der ganze Inhalt des Rohres leuchtete. Man liess Entladungen, deren Anzahl pro Minute gezählt wurde, von einem Inductorium so lange durchgehen, bis die Temperatur des Calorimeters genügend gestiegen war. Bedeutet p den Druck des Gases, V das im Capillarrohr unter der Oberfläche des Terpentinöls befindliche Gasvolumen, z die Zahl der Entladungen in der Minute, Z die Dauer des Versuches, t die Temperaturerhöhung des Calorimeters, c die specifische Wärme des Gases bei constantem Druck, s das specifische Gewicht desselben bei 0°, w den Wasserwerth des Calorimeters, so ist angenähert die bei jeder Entladung im Capillarrohr erzeugte Temperatur T gegeben durch: $T = \frac{w.\,t.\,760}{V.\,s.\,c.\,p.\,Z.\,z.}$. Nach dem durch G. Wiedemann gefundenen

1) G. Wiedemann, Ueber die Gesetze des Durchgangs der Electricität durch Gase. Ber. d. Königl. Sächs. Ges. d. W. 1876. p. 1—58, und Pogg. Ann. **158**. p. 35—71, 252—286 (1876).

2) A. Naccari e M. Bellati, Atti dell' Ist. Venet. (5) **4**. p. 1—32 (1878)*, Beibl. **2**. p. 270—273 (1878).

3) Marquis of Salisbury, On spectral lines of low temperature. Phil. Mag. (4) **45**. p. 241—245 (1873).

4) E. Wiedemann, Ueber das Leuchten der Gase durch electrische Entladungen. Wied. Ann. **6**. p. 298—302 (1878).

Gesetz, dass die Erwärmung in verschieden weiten Theilen dem Querschnitt umgekehrt proportional sei, lässt sich aus T auch die gleichzeitige Temperatur in dem weiten Theile des Rohres berechnen. Da dies Verhältniss hier 1232 betrug, ergiebt sich die Temperatur T_1 im weiten Theile zu $T_1 = \frac{T}{1232}$. Folgende kleine Tabelle giebt die Zahlen für einige Versuche:

p	V	z	Z	t	T	T_1
3,3	0,09774 ccm	350	9	3,93	84340	68,0
3,3		342	8	3,24	80130	65,2
3,3		348	8	3,52	85560	69,5
2,66		348	10	3,51	86660	70,4
2,66		338	14	4,35	77250	62,0.

Wenn diese Zahlen auch nicht mehr bedeuten können und wollen, als eine Vorstellung von der Grössenordnung zu geben, so zeigen sie doch deutlich, dass in engen Röhren die Temperatur sehr hoch werden kann, in weiten dagegen das Gas leuchten kann, ohne über 100° erwärmt zu sein. Der letztere Schluss ist freilich nicht einwandsfrei: man kann daran denken, dass im weiteren Theile sich nicht alle Moleceln an der Stromleitung betheiligen, dass daher die Temperatur, welche doch nur als Mittelwerth aller bestimmt ist, nicht die Temperatur der an der Leitung betheiligten Moleceln ist, sondern sich viel zu niedrig ergiebt.[1] Ich glaube aber nicht, dass ein solcher Einwand berechtigt ist.

205. Das Resultat der niedrigen Temperatur wurde unmittelbar darauf auch durch Hasselberg[2] bestätigt, der einen etwas anderen Weg einschlägt: in ein weites Rohr ohne Electroden legt er ein Thermometer. Um das Rohr sind aussen zwei Staniolstreifen umgelegt, welche mit zwei Spitzen verbunden sind, zwischen denen Entladungen eines Inductoriums übergehen. Bei jeder Entladung leuchtet auch das Rohr auf, und das Thermometer zeigt eine Temperaturerhöhung an. Lässt man fortdauernd die Entladungen das Rohr passiren, so wird bald das Thermometer stationär, d. h. es empfängt das Gas so viel Wärme durch die Entladungen, wie es durch Ausstrahlung verliert. Aus besonderen Abkühlungsversuchen ermittelt Hasselberg die in der Zeiteinheit verloren gehende Wärmemenge; dividirt er durch die Zahl der Entladungen in der gleichen Zeit, so hat er die bei jeder Entladung erzeugte Wärmemenge, aus ihr, der Masse des Gases und seiner specifischen Wärme lässt sich dann die Temperatursteigerung bei jeder Entladung berechnen. So erhält er bei den Drucken 2,09, 1,89, 0,53 mm die Temperaturen 133°, 141°, 213°, also steigende Erwärmung bei abnehmendem Druck. Wurden die Zuleitungsdrähte von den Spitzen, zwischen welchen die Entladung übergeht, nicht mit den Staniolbelegen verbunden, sondern lose auf das Rohr gelegt, so leuchtete dasselbe auch noch, wenn auch viel schwächer. Ein Steigen des Thermometers war dann nicht mehr zu bemerken, und Hasselberg meint, die Temperaturerhöhung könne höchstens 10° bis 20° betragen haben.

1) Siehe F. Stenger im Handbuch der Physik 3. p. 335 (1893). Siehe auch J. Stoney, Nat. **46**. p. 513 (1892).

2) B. Hasselberg, Ueber das durch electrische Erregung erzeugte Leuchten der Gase bei niedriger Temperatur. Mém. de l'acad. imp. St. Pétersbourg (7) **27**. Nr. 1. p. 1—17 (1879).

206. E. Wiedemann[1]) hat dann die Wärmeentwicklung in Geisslerrohren als Function des Druckes noch genauer untersucht, indem er die Influenzmaschine als Stromquelle benutzte. Die calorimetrisch ermittelten Resultate für Luft und Wasserstoff und für Entladungen ohne Funkenstrecke fasst Wiedemann so zusammen:

„Die Gesammterwärmung nimmt mit abnehmendem Druck erst ab, dann wieder stark zu. Die Erwärmung der Röhre nimmt stark ab und dann ganz wenig wieder zu. Die Erwärmung an der positiven Electrode nimmt erst stark ab und dann wenig zu. Die Erwärmung an der negativen Electrode nimmt erst langsam ab und dann stark zu. Bei niederen Drucken ist die Erwärmung an der positiven Electrode ohne Funkenstrecke ungemein klein, wächst aber sehr schnell, sobald eine solche angebracht wird." —

Eine weitere Untersuchung von E. Wiedemann[2]) hatte den Zweck, die Erwärmung in den verschiedenen Theilen eines Rohres genauer zu erforschen. Er benutzt hier ein von aussen an die Glaswand angepresstes Thermoelement und findet: „Die Wärmeproduction in der electrischen Entladung steigt erst langsam von der positiven Electrode aus, dann schnell, um innerhalb der Glimmlichtstrahlen ein Maximum zu erreichen. Von dort nimmt sie bis zu einem relativen Minimum innerhalb des dunklen Raums um die Kathode ab, dem aber weit höhere Erwärmungen entsprechen, als im positiven Lichte vorhanden sind. An der Kathode selbst erreicht die Wärmeproduction sehr hohe Werthe."

207. Naccari und Guglielmo[3]) haben nach einer Methode, die der § 189 citirten ähnlich ist, versucht, das Verhältniss der Erwärmungen an der positiven und negativen Electrode zu ermitteln. Sie finden die Erwärmung immer grösser an der Kathode, als an der Anode, die Verhältnisszahl wächst mit abnehmendem Druck, namentlich von 5 mm Druck an, erreicht ein Maximum bei 0,3 mm, nimmt dann aber rapide ab, wird gleich 1 bei 0,009 mm Druck, dann kleiner als 1, d. h. dann erwärmt sich die Anode stärker, als die Kathode. Die Verfasser finden dann[4]) aber, dass dies eine secundäre Wirkung ist, daher rührend, dass die Kathodenstrahlen auf die Anode fallen und sie erwärmen.

208. Theoretisch hat Warburg[5]) die Temperaturvertheilung in Geisslerröhren berechnet. Er geht von der Voraussetzung aus, dass wenigstens in den Theilen des Rohres, wo ungeschichtetes positives Licht vorhanden sei, die ganze Stromarbeit in Wärme und Licht umgesetzt werde; da aber der

1) E. Wiedemann, Ueber das thermische und optische Verhalten von Gasen unter dem Einflusse electrischer Entladungen. Wied. Ann. **10**. p. 202—257 (1880).

2) E. Wiedemann, Ueber electrische Entladungen in Gasen. Wied. Ann. **20**. p. 756—798 (1883).

3) A. Naccari e G. Guglielmo, Sul riscaldamento degli elettrodi prodotto dalla scintilla d'induzione nell' aria molto rarefatta. Nuovo Cimento (3) **15**. p. 272—279 (1884).

4) A. Naccari e G. Guglietmo, Appendice alla nota: Sul riscaldamento . . ., Nuovo Cim. (3) **17**. p. 5—11 (1885).

5) E. Warburg, Ueber Wärmeleitung und Temperatur der in Geissler'schen Röhren leuchtenden Gase. Wied. Ann. **54**. p. 265— 275 (1895).

Antheil des letzteren an der ganzen Energie nach K. Ångström nur 1 bis 3 % beträgt, kann man die vom Licht verbrauchte Energie vernachlässigen. Dann ist die erzeugte Wärmemenge

$$q = 0{,}237 \frac{v\, i}{R^2 \pi},$$

wo v den Potentialgradient in Volt auf Centimeter, i die Stromstärke in Ampères, R den Durchmesser in cm bedeutet. Nach den Gesetzen der Wärmeleitung rechnet dann Warburg die Temperatur in der Axe des Rohres, an der Glaswand und die mittlere Temperatur aus, für welche er Formeln giebt. Für ein Stickstoffrohr von 1,5 cm Durchmesser berechnen sich sehr geringe Temperaturerhöhungen für Ströme von einigen Milliamp., höchstens 133° in der Axe. — Warburg berechnet ferner, dass schon in einem kleinen Bruchtheil einer Secunde sich der stationäre Zustand herstellt.

Warburgs Rechnung sagt also aus, dass die Wärme in Geisslerrohren ausschliesslich Joulesche Wärme sei, und wenn sich das bestätigt, wäre damit ein wichtiger Schritt in der Erforschung dieser verwickelten Verhältnisse gemacht.

209. Die Bestätigung der Warburgschen Theorie ist nun in der That erfolgt durch eine schöne Arbeit von Wood[1]), der die Temperaturen in Geisslerröhren misst, wohl wesentlich genauer, als vor ihm irgend ein anderer. Nachdem er zuerst nach dem Vorgange von Hittorf versucht hat, die Erhöhung der mittleren Temperatur in einem Geisslerrohr aus der Zunahme des Druckes zu erschliessen, und dabei 19,7° gefunden, zeigt er, wie sich bei intermittirenden Entladungen jeder Entladungsstoss durch eine ungemein kurze Zeit anhaltende Druckvermehrung zu erkennen giebt. Dann aber wendet er sich zu der eigentlichen Aufgabe, mit einem in das Rohr eingeführten Bolometer die Temperaturen zu messen. Das Bolometer bestand aus einer Spirale eines 2 cm langen Platiniridiumdrahtes von 0,035 mm Durchmesser; das Geisslerrohr war cylindrisch, hatte 1,5 cm Durchmesser, der Strom war ein continuirlicher und wurde einer Batterie von 600 Accumulatoren entnommen mit einer Spannung von 1250 Volt. Das benutzte Gas war Stickstoff. Die Versuche wurden in zwei verschiedenen Arten ausgeführt: 1. wurde das Bolometer an eine bestimmte Stelle des Rohres gebracht und seine Erwärmung bei verschiedenen Drucken und Stromstärken ermittelt: bei einem Druck von 0,3 mm stieg die Temperatur für Stromstärken von 1,5 bis 3,6 Milliamp. um 13° bis 26°; bei einem Druck von 1,8 mm stieg die Temperatur um 12° bis 42° für i = 0,7 bis 3,2 Milliamp.; bei 2 mm fanden sich 19° bis 45°, bei 5 mm 23° bis 73° für Ströme von 1 bis 4,6 Milliamp. Der Quotient aus Erwärmung durch Stromstärke erwies sich bei allen Versuchen nahezu constant, die beobachteten Temperaturen stimmten merkwürdig gut mit den von Warburg berechneten. — 2. Das Bolometer wurde verschiebbar gemacht, und damit bei bestimmtem Drucke und bestimmter Stromstärke das ganze Rohr abgetastet.

---

1) R. W. Wood, Experimentelle Bestimmung der Temperatur in Geissler'schen Röhren. Wied. Ann. 59. p. 238—251 (1896).

Die hübsche Einrichtung, welche dies ermöglicht, zeigt Fig. 45: das Geisslerrohr B bildet das Toricellische Vacuum eines Barometers A, in welches sich von unten der Bolometerdraht einschieben lässt, dessen Zuleitung in eine lange Glasröhre eingesetzt ist; die kleine seitliche Figur zeigt genauer den obersten messenden Theil dieser Bolometerleitung. So wurden folgende Resultate gewonnen: in dem ungeschichteten Anodenlicht war die Temperatur bisweilen nahe constant; manchmal auch zeigte sie in der Nähe der Mitte ein Maximum und fiel wieder mit der Annäherung an den dunklen Theil der Entladung. Dieses Maximum zeigte sich immer, wenn die Entladung anfing, geschichtet zu werden, zuweilen auch bei höheren Drucken. Bei der Annäherung an den dunklen Theil der Entladung fand jedesmal eine Abnahme der Temperatur statt. Beim Verlassen des Anodenlichts fällt die Temperatur plötzlich, erreicht in der Mitte der dunklen Entladung ein Minimum und steigt alsdann wieder sehr schnell beim Eintritt in das blaue negative Licht. Treten Schichten auf, so entspricht jeder dunklen Schicht niedrigere Temperatur, den hellen höhere. Die Fig. 46 und 47 zeigen besser als Worte den Verlauf der Erwärmung. In der ersten Figur sieht man die Verhältnisse bei geschichteter Entladung, wo ein Maximum im positiven Licht auftritt, in der zweiten Figur sieht man eine ungeschichtete Entladung mit constanter Temperatur im positiven Licht, und eine geschichtete ohne ausgesprochenes Maximum. Die kleine Zeichnung giebt mehr Detail über den Verlauf in den Schichten. — Die Versuche zeigen durchweg, dass, so weit als man den Verlauf des Potentialabfalles in Geisslerröhren kennt, die Erwärmungen mit ihm Hand in Hand gehen: wo der Potentialabfall gross ist, also der Strom viel Arbeit leistet, wächst die Temperatur, wo er gering ist, bleibt die Temperatur nahe constant.

Fig. 45.

210. Die Versuche von Wood haben noch mehr als ältere gezeigt, dass die Temperatur-

vertheilung und das Leuchten in verschiedenen Theilen eines Geissler-schen Rohres in naher Beziehung zu dem Potentialabfall, dem Potential-gradienten in den betreffenden Theilen stehen. Die älteren Versuche hatten namentlich ergeben, dass der Hauptwiderstand, welchen das Rohr dem Strom-

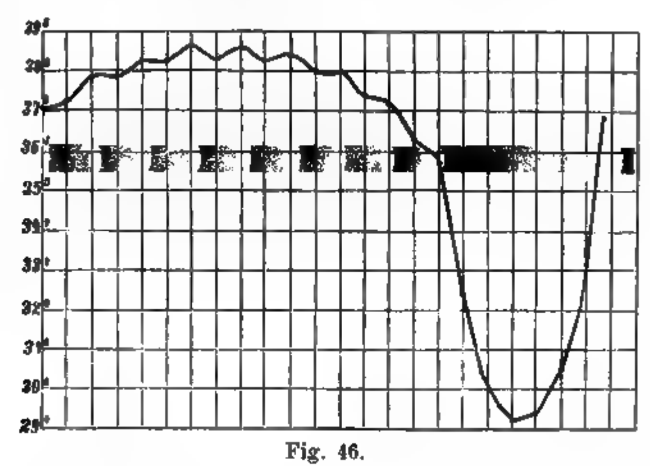


Fig. 46.

durchgang bietet, an der Kathode zu suchen ist. Den besten Einblick in die Verhältnisse liefert eine Abhandlung von Graham[1]), der mit Sonden die Röhren bei verschiedenen Drucken und Stromstärken einer constanten Batterie untersucht und die Gradienten misst, in ganz ähnlicher Art, wie es Wood für



Fig. 47.

die Temperatur gemacht hatte. — Es fanden sich folgende Resultate: „Im positiven Theil der Strombahn ist der Potentialgradient an den dunklen Stellen kleiner, als an den benachbarten leuchtenden Stellen, sowohl in dem sogenannten dunklen Raume, als in den dunklen Stellen zwischen zwei hellen Schichten. —

1) W. P. Graham, Ueber den Verlauf des Potentialgradienten in Geissler'schen Röhren. Wied. Ann. 64. p. 49—77 (1898).

Im sogenannten dunklen Raume ist der Potentialgradient nicht constant, sondern nimmt im Allgemeinen gegen die Kathode hin ab. Doch können in ihm auch Maxima und Minima des Gradienten auftreten, wie bei den Schichten des leuchtenden Theils der positiven Bahnstrecke. Im negativen Glimmlichte wird der Gradient noch kleiner, als im dunklen Raume, und erreicht an der Grenze des Crookesschen dunklen Raumes seinen kleinsten Werth. In Bezug auf das Verhalten des Gradienten gehört der von den Glimmstrahlen erfüllte Theil zum dunklen Raume. — Bei höherem Druck kann ein Theil des dunklen Raumes an der Anode einen constanten hohen Gradienten, wie sonst das ungeschichtete positive Licht, zeigen, verbunden mit Phosphorescenz des angrenzenden Glases. — Im positiven Theile der Strombahn ist eine negative Ladung vorhanden, die jedoch gegen die positive Ladung des negativen Theiles sehr klein ist. — Bei der geschichteten Entladung ist an der der Anode zugewandten Seite jeder Schicht eine positive, an der anderen Seite eine negative Ladung vorhanden. Der Verlauf des Gradienten zwischen zwei hellen Schichten entspricht dem Verlauf im ganzen Rohre. In dem Raume zwischen den Mitten zweier benachbarten Schichten ist eine überwiegende positive Ladung vorhanden. — Unmittelbar vor der Kathode besitzt der Gradient einen Minimalwerth und ebenso wurde in fast allen Versuchen vor der Anode ein Minimum gefunden."

Wir wollen uns hier mit diesen wenigen Angaben begnügen, indem wir Genaueres electrischen Specialwerken überlassen. In der Arbeit von Graham findet der Leser auch das Wichtigste über ältere Literatur angegeben.[1])

211. Wir wenden uns nun zur Besprechung der Methoden und Apparate, welche zur Einführung der verschiedenen festen, flüssigen und gasförmigen Körper in die Funkenbahn angewandt worden sind, und der allgemeineren dabei erhaltenen Grundsätze. Wir wollen dabei unterscheiden nach dem Aggregatzustand der zu untersuchenden Körper, und beginnen mit den festen Körpern, bei welchen die Verhältnisse am einfachsten liegen.

1. Die festen Körper.

Wenn die zu untersuchenden Körper Leiter der Electricität sind, so verfährt man einfach so, dass man die Electroden, zwischen denen der Funke übergeht, aus dem betreffenden Körper herstellt. So verfuhr Wheatstone[2]), der auch schon fand, dass, wenn die Electroden Amalgame oder Legirungen sind, die Linien der verschiedenen Bestandtheile gleichzeitig erscheinen. Masson[3]) schloss dabei die Electroden in ein Gefäss ein, Fig. 48, so dass er sie in verschiedenen Gasen und bei verschiedenem Druck derselben untersuchen konnte, kam aber zu dem falschen Schluss, dass das umgebende Gas für das Spectrum

1) Siehe noch zwei neuere Arbeiten über den Einfluss der Temperatur: G. C. Schmidt, Ueber den Einfluss der Temperatur auf das Potentialgefälle in verdünnten Gasen. Verh. deutsche Phys. Ges. **1**. p. 265—268 (1899). W. Heuse, Ueber den Potentialgradienten in Gasgemischen. Verh. deutsche Phys. Ges. **1**. p. 269—271 (1899).

2) Ch. Wheatstone, Rep. Brit. Ass. 1835, Not. & abstr. p. 11—12; Chem. News **3**. p. 198—201 (1861).

3) A. Masson, Ann. chim. et phys. (3) **21**. p. 295—326 (1851) u. ibid. (3) **45**. p. 385—454 (1855).

ohne Einfluss sei. Erst Ångström[1]) stellte fest, dass wir zwei über einander gelagerte Spectren beobachten, das der Electroden und das des Gases. Er beobachtete zuerst, dass die Linien dieser Spectra sich verschieden verhalten, nämlich die Metalllinien oft nur an den Electroden sichtbar sind, die Gaslinien aber von Electrode zu Electrode reichen. Er fand auch, dass in verschiedenen Gasen die Metalllinien verschieden stark werden: so giebt er an, dass bei Messingelectroden in Sauerstoff fast nur die Gaslinien sichtbar sind. Ångström wiederholt, dass Legirungen die Linien der verschiedenen Bestandtheile zeigen, findet aber, dass das bei Verbindungen nicht immer der Fall sei: so erscheinen bei den Schwefelmetallen nur die Linien des Metalls, nie die des Schwefels. Auch Kohle zeige kein Spectrum. Van der Willigen[2]) bemerkt zuerst den Einfluss der Funkenlänge, indem die Gaslinien bei langen Funken dominiren, bei kurzen, aber namentlich mit Leidner Flasche, gegen die Metalllinien sehr zurücktreten. Gleichzeitig wird das Spectrum der Luft verändert, bei kurzen Funken werden Banden des Stickstoffs sichtbar, während bei langen Funken nur das Linienspectrum zu sehen ist. Er findet ferner, dass, wenn man die Electroden befeuchtet, zumal mit Salzsäure, der Glanz der Metalllinien noch zunimmt, und kommt dadurch zu einer Methode, um auch Salze, die zu schlecht leiten, um direct als Electroden verwandt zu werden, der Untersuchung zugänglich zu machen. Er bringt dazu auf die Electroden die betreffenden Salze, durch welche nun der Funke hindurchschlägt und das Metallspectrum zeigt. Willigen benutzte ausschliesslich den Inductionsapparat, während seine Vorgänger vielfach noch mit Electrisirmaschinen gearbeitet hatten.

Fig. 48.

Kirchhoff[3]) bedient sich derselben Methode, indem er entweder Metallspitzen oder die Chlorverbindungen auf Drähten von 1 bis 2 mm Dicke verwendet. Er nimmt dabei ohne Weiteres an, dass man so stets nur das Spectrum des Metalles selbst erhält, nicht das der Verbindung oder der Säure, eine Annahme, die hier berechtigt ist, während sie es bekanntlich für die Flammenspectra nicht war. — Daniel[4]) meint, das Spectrum des Gases werde hauptsächlich von der Aureole des Funkens erzeugt, denn blase man diese auf die Seite, so verschwinden die Banden des Stickstoffs. In Dampf von Salzsäure würden die Metalllinien viel heller, in anderen Dämpfen oder Gasen nur die

1) A. J. Ångström, Kongl. Swensk. Vetensk. Akad Handl. 1853, auch Pogg Ann. **94**. p. 141—165 (1855).

2) V. S. M. van der Willigen, Verslagen en Mededel. d. Akad. d. Wetens. **7**. (1858); auch Pogg. Ann. **106**. p. 610—632 und **107**. p. 473—478 (1859).

3) G. Kirchhoff, Abhandl. d. Berl. Akad. 1861. p. 63—95.

4) Daniel, Analyse spectrale de l'étincelle électrique produite dans les liquides et les gaz. C. R. **57**. p. 98—101 (1863).

Linien einzelner Metalle. — A. Schuster und Hemsalech[1]) dagegen finden grade umgekehrt, dass die Aureole ein reines Spectrum des Metalles zeige, der Funke selbst, den man aber nur durch die Aureole hindurch beobachten kann, ein Gemisch des Luft- und Metallspectrums. — W. A. Miller[2]) war der erste, der Funkenspectra photographisch zu fixiren suchte, und auch er bemerkte dabei wieder, dass die Luftlinien von Pol zu Pol gehen, während die Metalllinien vielfach nur dicht an den Electroden sichtbar sind, als „dots". Legirungen geben die Linien beider Metalle, aber mit sehr verschiedener Empfindlichkeit: so war 1 % Ag in Au zu entdecken, aber nicht umgekehrt, Retortenkohle mit 0,23 % Fe zeigte nur Fe-Linien. Die Metalllinien, werden länger und stärker, wenn der Funke in CO_2 überspringt, als in Luft, aber schwächer in CO. — Stokes[3]) beobachtet die Spectra, indem er sie mit einem fluorescirenden Schirm auffängt; auch er findet die kurzen Metalllinien „tips", sagt, bei einzelnen Metallen seien dicke Electroden günstiger, als dünne Drähte; ohne Leidner Flaschen treten nicht so kurzwellige Luftlinien auf. — Huggins[4]) macht zum ersten Mal darauf aufmerksam, dass die Stärke des Luftspectrums auch wesentlich abhängt von der Flüchtigkeit der Electrodensubstanz; je reichlicher Metalldampf vorhanden ist, z. B. bei Hg und Na, desto mehr verschwinden die Luftlinien, während sie bei Pt, Au, Ir, Rh sehr stark sind. In dem Luftspectrum findet er nicht nur, wie seine Vorgänger, die Linien von N und O, sondern auch die von H, und meint, dass vielleicht eine Linie auch dem Kohlestoff angehöre. Dies ist nun wohl ein Irrthum, aber es sei hier gleich bemerkt, dass später Berthelot[5]) zeigte, dass, wenn in der Luft sich Kohlenwasserstoffe befinden, Funken Acetylen und Cyanwasserstoff bilden, so dass deren Spectrum auftrete. Auch Smyth[6]) giebt an, in Funkenspectren in Luft das Cyanspectrum gesehen zu haben. — Brasack[7]) bestätigt den Einfluss der Flüchtigkeit der Electroden auf das Luftspectrum, und des umgebenden Gases auf die Helligkeit der Metalllinien: in H oder Wasserdampf z. B. seien die Linien von Pt kaum sichtbar. — Ångström und Thalen[8]) wollen im Funken zwischen Aureole und dem eigentlichen Funken streng unterscheiden, da sie ein ganz verschiedenes Spectrum geben: „celui de l'auréole appartient à quelque corps composé, lequel dans la plupart des cas, est

1) A. Schuster and G. Hemsalech, On the constitution of the electric spark. Phil. Trans. **193** A. p. 189—213 (1899). — Vergl. § 183.

2) W. A. Miller, Phil. Trans. **152**, II. p. 861—887 (1862).

3) G. G. Stokes, Phil. Trans. **152**, II. p. 599—619 (1862).

4) W. Huggins, Phil. Trans. **154**, II. p. 139—150 (1864).

5) M. Berthelot et F. Richard, Sur les spectres de quelques corps composés dans les systèmes gazeux en équilibre. C. R. **68**. p. 1546—1550 (1869) und: M. Berthelot, Formation de l'acétylène par la décharge obscure, Ann. chim. et phys. (4) **30**. p. 431—432 (1873).

6) C. Piazzi Smyth, Cyanogen in small induction sparks in free air. Nat. **28**. p. 340—341 (1883).

7) F. Brasack, Das Luftspectrum. Abhandl. d. naturf. Ges. zu Halle. **10** (1866).

8) A. G. Ångström et T. R. Thalén, Recherches sur les spectres des métalloides. Nova Acta Reg. Soc. Sc. Upsal. (3) **9** (1875).

un oxyde métallique, et l'autre, celui de l'étincelle même, appartient aux corps élémentaires, c'est-à-dire aux metaux ils mêmes et aux gaz, qui se trouvent au passage de l'étincelle entre les électrodes". Als Beispiel führen sie den Funken zwischen Electroden aus Al an, wo die Aureole die Banden des Oxyds zeige. Auch Funken zwischen Kohlespitzen sollen nach ihnen die Linien der Kohle zeigen, in der Aureole aber je nach dem umgebenden Gase verschiedene Bandenspectra. Dann bestätigen sie das Resultat van der Willigens, dass bei schwachen Entladungen zwischen nahen Electroden das Bandenspectrum des N zu sehen sei, und zwar am positiven Pol die rothgelben und die grünblauen Banden, am negativen nur letztere. Eine auffallende Bemerkung macht Lecoq de Boisbaudran[1]: er sagt, manche Metalle gäben bei nicht sehr starkem Funken keine Linien, z. B. Pt, Pd, auch Ag und Cu, wenn sie nicht sehr fein vertheilt sind. Er empfiehlt daher, für solche Metalle Legirungen mit Blei zu verwenden.

212. In diesen und den folgenden Jahren hat namentlich J. N. Lockyer[2]) eine Ueberfülle von Beobachtungen über Funkenspectra gemacht. Ein Theil seiner Beobachtungen bezieht sich auf das Aussehen der Linien und die Theile des Funkens, in denen sie auftreten, — die Methode der langen und kurzen Linien; aber diese Betrachtungen wollen wir auf einen späteren Abschnitt, der sich mit dem Aussehen der Linien unter verschiedenen Bedingungen ausschliesslich beschäftigen soll, aufsparen, Ein anderer Theil betrifft die Unterschiede zwischen den Spectren der Metalle und der Salze. Für letztere benutzt Lockyer einen kleinen von Friswell für ihn construirten Apparat, der in Fig. 49 in etwa 5facher Grösse dargestellt ist: es ist ein Becherchen aus Aluminiumdraht von 3 mm Durchmesser, durch dessen Boden ein Platindrath eintritt; um diesen Draht werden die Salze fest zusammen gepresst, und bilden so die eine Electrode, während ein gegenüber stehender Platindraht die zweite bildet. Auch über die Resultate dieser Untersuchungen soll hier nichts weiter berichtet werden, als dass Lockyer findet, dass die Spectra der Salze immer einfacher, als die der Metalle selbst sind, es treten nur die Hauptlinien des Metalls, die „längsten Linien", auf.

Fig. 49.

213. Hartley[3]) bemerkt bei Gelegenheit von Untersuchungen mit Flüssigkeitsfunken, dass wenn er Kohleelectroden befeuchtet, viele bis dahin kurze Linien, d. h. solche, welche nur dicht an der Electrode sichtbar waren, länger werden, und findet dann dasselbe für Metallelectroden gültig. Wenn Cu-Electroden mit Cupferchlorid, Salzsäure oder reinem Wasser befeuchtet werden, verlängern sich alle Linien zwischen $\lambda = 2766$ und 2243. Wenn

1) Lecoq de Boisbaudran, Remarques sur quelques particularités observées dans des recherches d'analyse spectrale. C. R. **76**. p. 1263—1265 (1873)

2) J. N. Lockyer. Siehe namentlich Researches in spectrum-analysis in connexion with the spectrum of the sun. Phil. Trans. **163**. p. 253—275, 639—658 (1873), ibid. **164**, II. p. 479—494, 805—813 (1874), und in vielen anderen Abhandlungen.

3) W. N. Hartley, Researches on spectrum photography in relation to new methods of quantitative chemical analysis. Phil. Trans. **175**, I. p. 49—62 (1884).

Electroden von Pt, Ir, Au zum Theil in Wasser tauchen, so verlängern sich ebenfalls die kurzen Linien; wenn man eine Electrode von Ir einer solchen von Cu gegenüberstellt, so zeigen beide Metalle eine Anzahl kurzer Linien, wenn Ir den negativen Pol bildet, sonst sind nur die kurzen Cu-Linien zu sehen. Wenn man nun das Ir zum Theil in Wasser taucht, so werden die kurzen Ir-Linien lang, und entsprechend ist es beim Eintauchen des Cu. Wenn man umgekehrt Ir-Electroden zur Weissgluth erhitzt, so verschwinden die Linien fast vollständig. Hartley zieht daraus den Schluss, dass das Befeuchten gleichwerthig einem Kühlen der Electroden sei, dass das Kühlen den Funken verstärke und daher die Linien verlängere, während das Erhitzen umgekehrt wirke, weil die hohe Temperatur der Pole die Condensatoren entlade. E. Wiedemann[1]) wendet dagegen ein, dass Wasser wohl durch eine Temperaturerhöhung wirke, da das Wasser zersetzt werde und bei der nachherigen Wiedervereinigung Wärme erzeugt würde, die eben dem Funken zu gute käme. Hartley[2]) aber erwidert, die entwickelte Knallgasmenge sei viel zu gering, es wirke nur die Abkühlung der durch die Entladungen erhitzten Electroden, wodurch das Entladungspotential höher gehalten werde.

Trowbridge und Sabine[3]) geben an, die Metalllinien würden etwa drei mal heller, wenn man Wasserdampf durch den Funken blase; gleichzeitig treten freilich die Linien von H und O sehr stark auf.[4])

214. Dass man bei Untersuchung eines Metalles mit dem Funken sorgfältig auf den Ursprung der beobachteten Linien achten muss, wenn man nicht grobe Irrthümer begehen will, geht aus allen Angaben über den Einfluss des umgebenden Gases hervor. Vielleicht am complicirtesten gestalten sich die Verhältnisse bei Untersuchung von Kohle, und es sei als Beispiel für diese Einflüsse das Resultat der Untersuchung von Eder und Valenta[5]) hier angeführt: Beim Photographiren der Spectren des Funkens, welcher zwischen Holzkohlen überspringt, können auftreten: 1. Das Linienspectrum der Kohle. — 2. Das Bandenspectrum der Kohle, das Swansche Spectrum, welches aber in seiner Intensität sehr wechselt, besonders in einer Wasserstoffatmosphäre bei schwachem Funken auftritt. — 3. Die Banden des Cyan bei Gegenwart von Stickstoff. — 4. Das Linienspectrum der Luft. — 5. Das Bandenspectrum des Wasserdampfes, bei feuchten Kohlen, vermischt mit Linien des H und O. — 6. Das Bandenspectrum des N am positiven Pol, besonders bei schwachen

1) E. Wiedemann, Note on an observation by professor Hartley. Chem. News **49**, p. 117 (1884).

2) W. N. Hartley, On the use of moist electrodes. Chem. News **49**. p. 149 (1884).

3) J. Trowbridge and W. C. Sabine, On the use of steam in spectrum analysis. Amer. J. (3) **37**. p. 114—116 (1889), auch Phil. Mag. (5) **27**. p. 139—141 (1889).

4) Die besten Messungen des Funkenspectrums der Luft geben: W. N. Hartley and W. E. Adeney, Measurements of the wave-lengths of lines of high refrangibility in the spectra of elementary substances. Phil. Trans. **175**, I. p. 63—137 (1884) und O. Neovius, Om skiljandet af kväfvets och syrets linier i luftens emissionsspectrum. Bih. till Sv. Akad. Handl. **17**, 2. Nr. 8 (1891).

5) J. M. Eder und E. Valenta, Ueber das Emissionsspectrum des Kohlenstoffs und Siliciums. Wien. Denkschr. **60**. p. 241—263 (1893).

Funken ohne Flasche. — 7. Unter denselben Bedingungen bei nassen Electroden das Emissionsspectrum des Ammoniak. — 8. Das Spectrum des Kohlenoxyds in der Aureole des Funkens. — 9. In geschlossenen Gefässen tritt das Absorptionsspectrum der Untersalpetersäure auf.

215. Von Liveing und Dewar[1]) sind im Hinblick auf eine von Lockyer aufgestellte Hypothese, dass die hellen Linien einiger Himmelskörper von Meteorstaub herrühren sollen, Versuche darüber angestellt worden, ob Funken durch Gase, in denen Metallstaub vertheilt ist, die Linien der Metalle zum Vorschein bringen können. Aber die Resultate waren durchaus negativ, während, wie wir früher besprachen, Explosionen in solchen Gasen die Metalllinien recht kräftig zeigen.

216. Wir haben gesehen, dass Kirchhoff annahm, im Spectrum des Funkens von Metallsalzen zeigten sich nur die Linien der Metalle, dass auch Ångström schon gefunden hatte, bei den Schwefelmetallen werde der Schwefel spectroscopisch nicht sichtbar. Für gewöhnliche Verhältnisse ist das zweifellos richtig, aber nicht immer: Gramont[2]) hat sich die Aufgabe gestellt, verschiedene Mineralien zu untersuchen, und dabei fand er, dass wenn man den Inductionsfunken viel stärker condensirt, als es üblich ist, auch die Linien der Metalloide, des P, des S, des Se, sogar der Kohle in den Carbonaten, auftreten, während mit kleiner Leidner Flasche oder ganz ohne solche nur die Hauptlinien der Metalle erscheinen. Wir werden auf diese Fälle in dem speciellen Theile näher einzugehen haben.

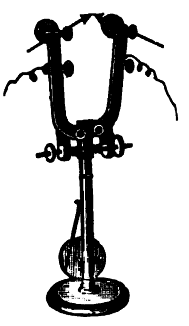


Fig. 50.

Nicht alle Mineralien leiten genügend im festen Zustande, um sie direct als Electroden benutzen zu können. Gramont, wie vor ihm schon andere, haben gefunden, dass man dann solche Körper in geschmolzenem Zustande untersuchen kann: in der Bunsenflamme oder im Knallgasgebläse schmilzt man an einen Platindraht mit Oèse eine Perle der betreffenden Substanz, und nimmt diese Perle als negative Electrode, am besten, unmittelbar nachdem man die Flamme fortgezogen hat.

217. Wir haben zum Schluss noch einige wenige Hülfsapparate zur Untersuchung der festen Körper mit Funken zu erwähnen. Man kann natürlich mit ganz beliebigen Klemmen die beiden Electroden einander gegenüber stellen, doch ist es zweckmässig, sich dazu eines besonderen Apparates zu bedienen, der es gestattet, den Abstand der Electroden fein zu verändern, die Spitzen genauer zu justiren. Solche Apparate sind in den verschiedensten Formen von den Mechanikern in den Handel gebracht; es genüge hier, den kleinen Funken-

1) G. D. Liveing and J. Dewar, The spectroscopic properties of dust. Proc. Roy. Soc. **48**. p. 437—440 (1890).

2) A. de Gramont, Analyse spectrale directe des minéraux. Paris bei Baudry & Co. 1895. 8°. 270 pp. Ferner in zahlreichen Abhandlungen: C R. **121**. p. 121—123 (1895); C. R. **122**. p. 1326—1328, 1411—1413, 1534—1536 (1896); C. C. **124**. p. 192—194 (1897).

entlader, den Bunsen[1]) angegeben hat, abzubilden, Fig. 50. Die Einrichtung ist so einfach, dass sie keiner besonderen Erklärung bedarf, man sieht leicht, dass man mittelst der verschiedenen Schrauben die Spitzen in jede beliebige Stellung bringen kann. — Für sehr exacte photographische Aufnahmen, namentlich bei Vergleichung verschiedener Spectra, ist es wünschenswerth, Funken verschiedener Metalle an genau derselben Stelle erzeugen zu können; für diesen Zweck ist von V. Schumann ein Präcisionsapparat angegeben, welchen Fig. 51 zeigt. Eder[2]) beschreibt die Vorrichtung folgendermaassen: „Auf einem verstellbaren Röhrenstativ A bewegt sich mittelst einer Zahnstange und Schraube die Stange B auf- und abwärts und kann mit der Schraube a geklemmt werden. Die dicke Ebonitscheibe E trägt zwei Messinglager FF', welche die beiden starken Messingstäbe b aufnehmen; diese Stäbe sind bei g rund ausgebohrt, um die Electroden aufnehmen zu können, welche mit Hülfe der Schrauben f festgeklemmt werden. Die Enden der Messingstäbe tragen grosse Ebonitscheiben, mit welchen man die Electrodendistanz auch während des Ganges des Inductoriums ändern kann. Auf der Rückseite der Ebonitscheibe E sind zwei Messingringe c und d aufgesetzt, wovon der eine mit F, der andere mit F' in leitender Verbindung steht. Die Polklemmen sind am Ebonitständer C aufgesetzt und mit Messingfedern mit den Ringen c und d in Contact gebracht. Die Scheibe E kann um ihre Axe D beliebig gedreht werden, wobei der Strom stets eingeschaltet bleibt. Die Axe D ist hohl, und in ihrem Innern kann leicht ein cylindrischer Stab aus Stahl, welcher in eine Spitze S ausgeht, hin- und hergeschoben werden. Dieser cylindrische Stab dient zum Justiren der genauen Lage des Funkens. Man nähert nämlich die Electroden stets in gleicher Weise der Spitze S, um sie constant auf eine bestimmte Stelle zu bringen; geringe Abweichungen in der Stellung der Electroden bewirken nämlich ein Hin- und Herrücken des Metallspectrums auf der photographischen Platte, was bei Versuchen über Coincidenz der Linien vermieden werden muss. Auch kann man die Folgen der ungleichen Abnutzung der Electroden, während einer photographischen Aufnahme, nicht nur durch Umschaltung der Pole, sondern auch durch Drehung der Scheibe E um 180° unschädlich machen."

Fig. 51.

1) R. Bunsen, Spectralanalytische Untersuchungen. Pogg. Ann. 155. p. 230—252, 366—384 (1875); auch Phil. Mag. (4) 50. p. 417—430, 527—539 (1875).

2) J. M. Eder, Ueber das sichtbare und das ultraviolette Emissionsspectrum schwachleuchtender verbrennender Kohlenwasserstoffe und der Oxyhydrogenflamme. Denkschr. d. Math.-Physik Cl. d. Wien. Akad. 57 (1890).

Endlich sei erwähnt, dass auch Stative gebaut worden sind, welche eine ganze Anzahl verschiedener Metallelectroden tragen, so dass man schnell die Spectra verschiedener Metalle mit einander vergleichen kann. Eine solche Vorrichtung aus der Werkstatt von Browning zeigt Fig. 52: an zwei drehbaren Ebonitscheiben sind eine Reihe Stifte angebracht, an welchen entweder Pincetten zum Einklemmen von Metallstückchen oder Kohlestäbchen zum Auflegen der Metalle befestigt werden können. Sämmtliche oberen Stifte sind metallisch mit dem Träger des Apparates verbunden und werden durch eine am Fuss befestigte Klemmschraube mit dem Inductorium verbunden, dessen andere Electrode zu einem Arm geführt wird, der durch eine Feder die Verbindung mit einem der unteren Stifte vermittelt. Durch einfache Drehung

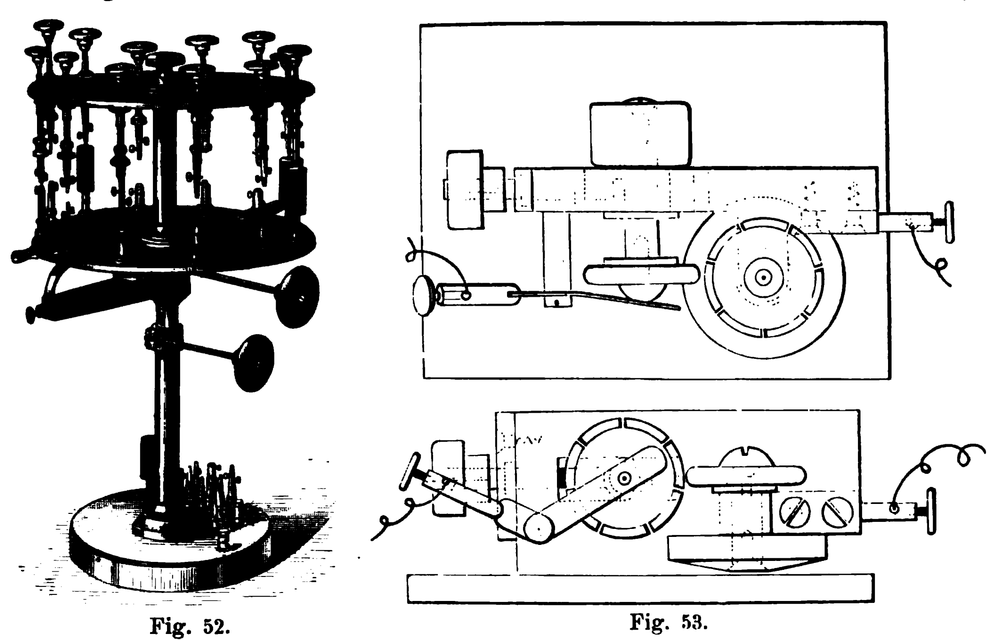


Fig. 52. Fig. 53.

beider Scheiben kann man so den Funken zwischen einer beliebigen Combination je zweier der oben und unten befestigten Metalle übergehen lassen. Eine andere ähnliche Vorrichtung von Soret[1]) zeigt Fig. 53 von zwei Seiten. Die Axen der beiden Räder stehen unter rechtem Winkel gegen einander. Die Figur dürfte auch ohne ausführliche Beschreibung verständlich sein. Auch Lockyer und Roberts[2]) haben einen analogen Apparat verwandt, ebenso Schuster[3]), Laborde[4]), Outerbridge[5]).

1) J. L. Soret, Recherches sur l'absorption des rayons ultra-violets par diverses substances. Arch. des sc. phys. et nat. (3) **9**. p. 513—554 (1883).

2) J. N. Lockyer and W. Chandler Roberts, On the quantitative analysis of certain alloys by means of the spectroscope. Proc. Roy. Soc. **21**. p. 507—508 (1873).

3) A. Schuster, On some spectroscopic appliances. Rep. Brit. Ass. 1883. p. 400.

4) Laborde, Analyse spectrale simplifiée. C. R. **60**. p. 53—56 (1865).

5) A. E. Outerbridge jr., Electrical spectra of metals. Proc. Amer. Phil. Soc. **14**. p. 162—172 (1874).

Eine grosse Unbequemlichkeit bei der Beobachtung von Funkenspectren entsteht dadurch, dass der Funke fortwährend seine Lage ändert, bald hier, bald dort überspringt. Ein hübscher Versuch, dies zu verhindern, stammt von Ångström: er überzieht die Electroden mit einer dünnen Wachsschicht; hat ein erster Funke diese durchbohrt, so entstehen die folgenden Funken stets an derselben Stelle.

218. Bei Untersuchungen über die Breite der Spectrallinien hat Michelson[1]) es nöthig gefunden, Metallfunken im Vacuum zu erzeugen. Das ist nun nicht ohne Weiteres möglich, da man dabei gewöhnlich das Spectrum der Gasreste, nicht der Metalle, erhält. Michelsons Apparat ist in Fig. 54 abgebildet: An eine Glaskugel G mit Ansatz F, der durch eine Glasplatte verschlossen ist, ist ein Eisenrohr T befestigt. Dies taucht in ein Gefäss mit Quecksilber, und füllt sich beim Evacuiren mit Quecksilber. Durch den Boden des Gefässes und das Eisenrohr steigt eine unten mit Schnurlauf versehene Axe in die Höhe, welche in der Kugel eine Scheibe trägt, die Hervorragungen aus dem gewünschten Metall besitzt. Ihr steht, von oben mittelst eines Schliffstücks gehalten, ein Stück desselben Metalls an einer Feder S gegenüber, so dass bei Rotation der Scheibe W ein durch die Axe und S geleiteter Strom fortwährend geöffnet und geschlossen wird. Der Extrastrom-Funken von zwei oder drei Accumulatoren, mit oder ohne Inductionsspule, genügt, um sehr helles Licht zu erzeugen, besonders wenn der Druck nur einige Millimeter beträgt. Wenn die Oeffnung des Ansatzstückes F nur etwa 10 mm beträgt, bleibt die Glasplatte lange Zeit frei von sich niederschlagenden Metallschichten.

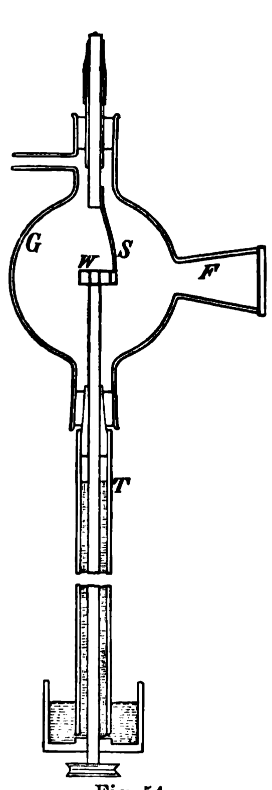


Fig. 54.

219. Eine Combination von Flammen und Funken führt Lockyer[2]) ein, indem er Salze in einer Flamme verdampft, dann Funken hindurchschlagen lässt. Ganz ähnlich verfährt Parry.[3])

220. 2. Flüssigkeiten.

Die Methode von van der Willigen, auf feste Electroden Salze zu bringen, um ihr Spectrum zu erhalten, musste naturgemäss dazu führen.

1) A. A. Michelson, On the broadening of spectral lines. Astrophys. J. **2**. p. 251—263 (1895).

2) J. N. Lockyer, On a new method of spectrum observation. Proc. Roy. Soc. London **30**. p. 22—31 (1879).

3) J. Parry, The spectroscopic examination of the vapours evolved on heating iron etc. at atmospheric pressure. Chem. News **49**. p. 241—242; Chem. News **50**. p. 303—304 (1884). Auch ist ein Buch unter gleichem Titel erschienen, Pontypool bei Hughes and Sons, printed for private circulation.* Besprochen Chem. News **54**. p. 176—177 (1886).

dass man die Salzlösungen flüssig verwendete. Séguin[1]) giebt zuerst an, dass er in eine Salzlösung von unten eine Electrode eingeführt habe, einen Platindraht als zweite Electrode ausserhalb der Flüssigkeit ihr gegenüber gestellt habe. Er sagt, der Funke werde dabei je nach dem in der Lösung enthaltenen Salze verschieden gefärbt. „Toutefois, l'effect n'est bien marqué que si la dissolution forme le pôle positif, parce que la force d'arrachement est plus grande à ce pole qu'à l'autre. Alors si le fil de platine est très-près du liquide, l'étincelle est comme une petite flamme, rouge avec les sels de strontiane, jaune avec les sels de soude etc."

221. Dann hat Mitscherlich[2]) Flüssigkeiten zu spectralen Untersuchungen benutzt. Seinen Apparat, der zwei feste Electroden nachahmt, zeigt Fig. 55: Man sieht in der Flasche, welche nur dazu dient, die Funken in verschiedenen Gasen übergehen zu lassen, zwei gebogene Capillarröhren. Sie wurden mit der Lösung des zu untersuchenden Salzes gefüllt, und durch Platindrähte der Strom des Inductoriums zugeführt, so dass die Funken von Flüssigkeit zu Flüssigkeit übergehen. Mitscherlich findet, dass dabei nur Linien und Banden der in der Flüssigkeit vorhandenen Elemente auftreten, aber nicht Linien des umgebenden Gases, und meint, die Temperatur sei so niedrig, dass das Gas nicht zur Emission gelange.

Bald darauf verwendet Becquerel[3]) die Methode von Séguin von Neuem, stellt aber dessen Angaben in sofern richtig, als er angiebt, die Flüssigkeit müsse den negativen Pol bilden, sonst seien nur Spuren der Spectralerscheinungen sichtbar. Das Verhältniss sei also hier umgekehrt, wie beim Bogenlicht. Er meint, die in der Flüssigkeit vorgehende Electrolyse müsse das bewirken, welche Bemerkung mir falsch scheint, da Electrolyse ja die Metalle gerade von der Oberfläche fort an die untergetauchte Electrode führen würde. Becquerel betrachtet auch die Spectra, findet, sie seien viel complicirter, als die Flammenspectra, es würden auch die Bestandtheile des Wassers sichtbar. In einer zweiten Notiz[4]) hat er dann die spectralen Verhältnisse näher untersucht, sagt, die Platinlinien der äusseren Electrode seien nicht zu sehen, die Methode sei sehr empfindlich, 0,001 Sr sei im Wasser deutlich erkennbar, mit

Fig. 55.

1) J. M. Séguin, Sur l'analogie de l'étincelle d'induction avec les autres décharges électriques. Ann. chim et phys. (3) **69.** p. 97—110 (1863).

2) A. Mitscherlich, Ueber die Spectren der Verbindungen und der einfachen Körper. Pogg. Ann. **121.** p. 459—488 (1864).

3) E. Becquerel, Note sur le passage des courants électriques au travers des gaz incandescents. C. R. **65.** p. 1097—1099 (1867).

4) E. Becquerel, Note sur les effets de coloration que présentent les décharges d'un appareil d'induction quand elles éclatent entre la surface supérieure d'un liquide et un conducteur métallique en platine C. R. **66.** p. 121—124 (1868).

concentrirteren Lösungen, namentlich der Chlorüre, würden die Spectra sehr lichtstark. Die characteristischen Linien seien identisch mit den von Kirchhoff und Bunsen gegebenen, nur dass der höheren Temperatur des Funkens entsprechend die kürzeren Wellenlängen stärker seien, als im Flammenspectrum, z. B. Li die blaue Linie zeige. Den von Becquerel benutzten Apparat zeigt Fig. 56. Er empfiehlt die Methode für die practische Spectralanalyse.

In diesem Sinne hat denn auch Thalén[1]) noch in demselben Jahre bei seiner grossen Untersuchung über die Spectra der Elemente die Methode verwandt. Er vergleicht auch die Spectra von Lösungen der Salze mit solchen von metallischen Electroden, und findet erhebliche Differenzen in Bezug auf die relative Intensität einzelner Linien, in der Richtung, dass sie in der Lösung geschwächt werden. Das kann so weit gehen, dass einzelne im Metallspectrum sehr helle und auffallende Liniengruppen im Spectrum der Lösung ganz fehlen, was namentlich bei Zn und Cd der Fall sei.

Fig. 56.

222. Besonders ausgebildet und angewandt ist die Methode aber erst durch Lecoq de Boisbaudran. In seiner ersten Abhandlung[2]) über diesen Gegenstand stellt er folgende Thatsachen fest: 1. Bei Funken von Lösungen, ebenso wie von festen Substanzen, müssen diese die negative Electrode bilden. Eine Ausnahme machen die Aluminiumsalze. 2. Die Anwesenheit von Metallmoleceln im Dampfe schwächt die Luftlinien. Lecoq meint sogar, dieser Einfluss sei besonders stark in den Theilen des Spectrums, wo starke Metalllinien liegen, so dass diesen benachbarte Luftlinien mehr geschwächt würden, als die andern. Im Spectrum der Kalisalze z. B. seien die violetten Banden des N viel schwächer, als bei Natronsalzen, weil dort das starke Paar von Kaliumlinien liege. — 3. Das Zerstäuben der Lösung ist mit verschiedenen Salzen sehr verschieden stark. — 4. Verdünnung der Lösung wirkt verschieden, lässt z. B. manchmal das Spectrum des Oxyds stärker werden, das des Metalls schwächer. Enthält das Spectrum aber nicht verschiedene Spectra, so werden die Intensitätsverhältnisse der Linien geändert; für Li z. B. sei in concentrirter Lösung $\lambda = 610$ stärker, als 671, in verdünnter umgekehrt; bei Zn werde beim Verdünnen die Linie 636 mehr geschwächt, als die blauen Linien, ebenso bei Cd 644 mehr als 468. — In späteren Arbeiten untersucht Lecoq dann auch das Verhältniss dieser Spectra zu den Flammenspectren und Funkenspectren von Metallen, und findet vielfach Differenzen, die aber jedem einzelnen Spectrum eigenthümlich sind, so dass wir sie hier nicht erörtern können. Die

1) R. Thalén, Mémoire sur la détermination des longueurs d'onde des raies métalliques. Nova acta Reg. Soc Scient. Upsal (3) **6** (1868), auch Repert. f physikal. Techn. **6**. p. 27—61 (1870) und Ann. chim. et phys. (4) **18**. p. 202 245 (1869).

2) Lecoq de Boisbaudran, Remarques sur quelques particularités observées dans des recherches d'analyse spectrale. C. R. **76**. p. 1263—1265 (1873).

Hauptanwendung der Methode findet sich in dem vortrefflichen Werke von Lecoq: Spectres lumineux [1]), welches 1874 erschien, und Messungen, sowie Zeichnungen der Spectra der meisten Elemente enthält, die zum grossen Theil mit Flüssigkeitsfunken erhalten sind. In der Einleitung giebt er noch einige practische Regeln für die Beobachtung der Spectra. Sein Apparat besteht aus einem dünnwandigen Glasröhrchen von etwa 0,5 bis 1,5 cm Durchmesser und 0,5 bis 4 cm Höhe, in dessen Boden die eine Electrode eingeschmolzen ist; dieser Platindraht ist innen noch zu einer Oese gebogen, um den Eintritt des Stromes zu erleichtern. Ein Platindraht von 1 mm Durchmesser steht als zweite Electrode dicht darüber. Je grösser der Abstand, desto mehr Flüssigkeit wird verbraucht, namentlich durch Verspritzen, welches überhaupt ein Uebelstand dieser Methode ist; man pflegt daher den Spectralspalt durch ein Glimmerplättchen oder Quarzplättchen zu schützen. Die verspritzte Flüssigkeit überzieht auch leicht die Wände des Glasrohrs und macht sie undurchsichtig, was man vermeidet, indem man es bis an den Rand füllt. Lecoq verwendet auch mitunter ein U-förmiges Röhrchen, durch dessen einen Schenkel man den negativen Draht in die Flüssigkeit steckt, während der positive im anderen Schenkel sich über der Flüssigkeit befindet. Nimmt man als äussere Electrode Iridium, so zeigt sich keine Spur von dessen Linien, während von Platin Linien auftreten. Ausserdem sind natürlich die verschiedenen Spectren der Luft sichtbar, aber in sehr verschiedenem Maasse. In einzelnen Fällen zeigt der Funke nur das Spectrum der Luft; dann benetzt man den positiven Draht mit der Lösung. — Im allgemeinen ist es zweckmässig, kurze Funken zu verwenden, weil dann die Linien schärfer werden. Bei sehr kurzen Funken treten manchmal neue Linien auf, ebenso wenn an dem positiven Draht sich Salz angesetzt hat, und man dann den Strom umkehrt.

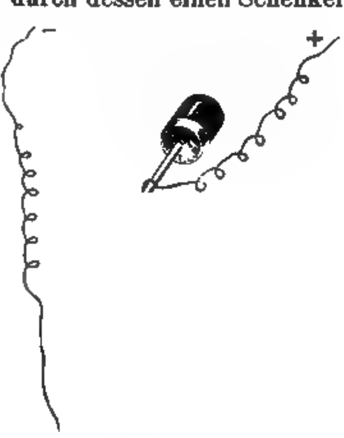


Fig. 57.

Lecoq wendet bei seinen Untersuchungen niemals einen durch Leidner Flasche condensirten Funken an und sagt, dass durch Einschaltung einer solchen wesentliche Aenderungen in den Spectren auftreten können. Den von Lecoq gewöhnlich gebrauchten Apparat zeigt Fig. 57 in natürlicher Grösse. Fig. 58 giebt die von Salet angewandte Einrichtung; auch H. W. Vogel [2]) beschreibt eine solche.

223. Bei Anwendung der Methode wird man ausser der schon erwähnten Unbequemlichkeit, dass nämlich durch den Funken so viel Flüssigkeit herum-

1) Lecoq de Boisbaudran, Spectres Lumineux, Paris bei Gauthier-Villars 1874. 8°. 207 pp. mit Atlas.

2) H. W. Vogel, Practische Spectralanalyse irdischer Stoffe. 2. Aufl. Berlin bei R. Oppenheim 1889. 8°. 515 pp. Siehe p. 96.

geschleudert wird, noch eine zweite finden: der Funke springt bald nach dieser, bald nach jener Stelle der Flüssigkeitsoberfläche, auch gern nach der Glaswand, und bleibt daher nicht vor dem Spalt. Durch eine sinnreiche kleine Vorrichtung haben Delachanal und Mermet[1]) diesen Mangel vollkommen beseitigt, indem sie ihren sogenannten Fulgurator construirten: über den in der Flüssigkeit befindlichen negativen Zuleitungsdraht setzen sie ein etwas conisch nach oben verjüngtes Capillarröhrchen, welches etwas über die Oberfläche der Flüssigkeit herausragt. Durch Capillarität wird die Flüssigkeit in ihm in die Höhe gezogen und ragt als kleine Kuppe über die Oeffnung des Röhrchens hinaus. Der positive Draht ist wie bei Becquerel in ein Glasrohr eingeschmolzen, und die ganze Vorrichtung befindet sich in einem längeren Rohr, wie es Fig. 59 in etwa natürlicher Grösse zeigt. Schon im Jahre vorher hatten Delachanal und Mermet[2]) einen Apparat zu demselben Zweck angegeben, der aber

Fig. 58.

Fig. 59.

ungemein zerbrechlich und complicirt war, so dass ich ihn hier nicht weiter besprechen will.

224. Demarçay[3]) benutzt seinen in § 176 besprochenen Inductionsapparat mit dickem secundärem Draht und starkem Condensator als Nebenschluss zu der Unterbrechungsstelle des primären Stromes. Die Spectren, welche bei directem Ueberschlagen des Funkens nach einer Salzlösung entstehen, sind aber nicht brauchbar bei diesem Funken, sondern Demarçay setzt in die Flüssigkeit einen aus 0,1 mm dicken Platindrähten zusammengedrehten Docht, welcher 1 bis 2 mm über die Flüssigkeit herausragt. Er ist am unteren Ende zu einem Kreise gebogen, mit dem er in der Flüssigkeit

1) A. Delachanal et A. Mermet, Nouveau tube spectroélectrique (fulgurateur modifié). C. R. **81**. p. 726–728 (1875).

2) A. Delachanal et A. Mermet, Tube spectro-électrique ou fulgurateur, destiné à l'observation des spectres des solutions métalliques. C. R. **79**. p. 800—802 (1874).

3) E. Demarçay, Sur quelques procédés de spectroscopie pratique. C. R. **99** p. 1069–1071 (1884). Siehe auch namentlich: E. Demarçay, Spectres électriques. Paris bei Gauthiers-Villars et fils 1895. 4°. 91 pp. und Atlas, der 20 auf das Sechsfache der Originale vergrösserte Photographieen von Funkenspectren enthält.

auf dem Boden des Gefässes ruht. Der benutzte Funke ist sehr kurz, 0,5 bis 1 mm.

Demarçay empfiehlt vor Allem saure Fluorüre zu verwenden, weil dann kaum Linien des Fluor und des Platin erscheinen; als Gefäss nimmt man einen Platinlöffel oder eine Art kleiner Laterne mit Boden aus Platin und Fenster aus Flussspath. Nächst den Fluorüren sind die Chlorüre, die man in Salzsäure löst, am besten, aber die Platinlinien werden stärker, und manche Elemente, wie Ni und Ta, zeigen so kein Spectrum. Endlich kann man auch salpetersaure Salze verwenden, aber die Spectra sind sehr viel schlechter, das Linienspectrum der Luft und das Bandenspectrum des N treten auf, während die Pt-Linien schwach sind. — Die Lösungen haben meist am besten eine Concentration von 0,01. — Auch alkalische Lösungen sind in manchen Fällen brauchbar. — Die Schwefelsäure, Selenige Säure, Phosphorsäure, Arsenige Säure zeigen die Linienspectra des S, Se, P, As, wenn die Lösung ganz rein ist, aber die kleinste Spur eines gelösten Metalls lässt sie verschwinden, wofür die Metalllinien auftreten. Im Ganzen sollen die so erzeugten Spectra dem Bogenspectrum sehr ähnlich sein.

225. Eine wesentliche Modification des Verfahrens ist von Bunsen[1]) eingeführt worden, der den Funken zwischen zwei Electroden aus poröser Holzkohle überspringen lässt, die mit der Salzlösung getränkt sind. Besondere Sorgfalt erfordert die Herstellung der Kohlen, und Bunsen giebt dafür ausführliche Vorschriften: Zeichenkohlen (Kohlestäbchen aus Lindenholz) werden mit Kohlepulver bedeckt in einem Tiegel längere Zeit der Weissgluth ausgesetzt, wodurch sie leitend werden. Dann werden sie gekocht in Flusssäure, Schwefelsäure, Salpetersäure, Salzsäure zwischen je zwei Säuren mit destillirtem Wasser behandelt. Es sind so wenigstens die meisten, wenn auch nicht alle Verunreinigungen aus der Kohle fortgeschafft. Diese Methode ist seitdem vielfach[2]) angewandt worden, sie ist in vielen Beziehungen bequemer als die Benutzung von Flüssigkeiten, liefert aber nicht ganz dieselben Spectra. Den Apparat zum Halten der Kohlen, den sich Bunsen aus in jedem Laboratorium vorräthigen Hülfsmitteln zusammen-



Fig. 60. Fig. 61.

1) R. Bunsen, Spectralanalytische Untersuchungen. Pogg. Ann. **155**. p. 230—252, 366—384 (1875), auch Phil. Mag. (4) **50**. p. 417—430, 527—539 (1875).

2) Z. B. von J. Parry and A. E. Tucker, On the application of the spectroscope to the analysis of iron and steel. Engineering **27**. p. 127—128, 429—430 (1879), **28**. p. 141—142 (1879). Sie empfehlen Electroden aus Zuckerkohle.

gebaut hat, zeigt Fig. 60. Um den Funken in verschiedenen Gasen übergehen zu lassen, benutzt Bunsen den kleinen Apparat Fig. 61.

226. Auch Eder und Valenta[1]) haben diese Methode gebraucht. Bunsen hatte angegeben, die gereinigten Kohlestäbe zeigten gar kein Spectrum; aber das bezog sich nur auf die Untersuchung mit dem Auge. Wendet man die Photographie an, so dass auch die ultravioletten Theile in Betracht kommen, so findet man ausserordentlich verwickelte Verhältnisse, und die Resultate von Eder und Valenta in dieser Beziehung sind bereits in § 214 angegeben worden. Die Verfasser haben einen sehr vollständigen Apparat construirt, um die Untersuchung in verschiedenen Gasen, bei verschiedenem Drucke vornehmen zu können und dabei die Electroden dauernd feucht zu halten. Sie beschreiben ihn an der Hand der nebenstehenden Fig. 62 folgendermaassen: „An den cylindrischen Glaskörper a von circa 50 ccm Inhalt sind senkrecht zur Längenaxe, mit ihren Axen in einer Ebene liegend, die beiden längeren Glasröhren b und c und die beiden kurzen Rohre i und i′ angeschmolzen. Die Rohre i und i′ dienen zur Aufnahme der Electroden k und k′, es sind dies kurze, an einem Ende zugeschmolzene Glasröhrchen, welche genau eingepasste Platinhülsen p und p, enthalten, diese letzteren sind mit den Platinösen l und l′ durch in die Glasröhrchen eingeschmolzene Platindrähte verbunden.

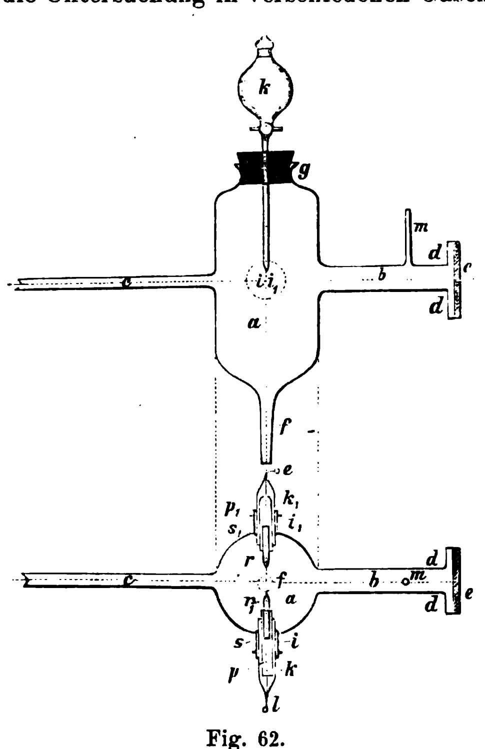


Fig. 62.

Die Kohlestifte r, r, sind in die Platinhülsen gesteckt und behufs leichterer Aufnahme und Vertheilung der Tropfflüssigkeiten mit Längsrillen versehen. Der Ansatz b ist ein 4 cm langes, 8 mm im Lichten starkes Glasrohr, welches am freien Ende mit einer abgeschliffenen Flange d versehen ist. Auf diese letztere ist eine senkrecht zur optischen Axe geschnittene Platte aus Bergkrystall luftdicht aufgeschliffen.

Das Glasrohr m dient zur Gaszuleitung, das Rohr c zur Ableitung; der Glaskörper a besitzt ferner im oberen Theile einen Flaschenhals, in welchem, mittelst Kautschukpfropfens, die beiden Hahntropftrichter k und k, so eingesetzt sind, dass dieselben gestatten, die Kohlespitzen beliebig mit Flüssigkeit zu betropfen, ohne dass Luft in den Apparat dringt."

1) J. M. Eder und E. Valenta, Ueber das Emissionsspectrum des Kohlenstoffs und Siliciums. Wien. Denkschr. **60** (1893).

Fig. 63 zeigt den ganzen Apparat an dem Schumannschen Funkengeber befestigt. Ausser den Linien der Kohle und ihren Banden, den Linien der Gase oder ihren Verbindungen mit Kohle treten nach Eder und Valenta noch Linien von Ca und Si und die unvermeidlichen Na-Linien auf.

227. Hartley nimmt[1]) zwei Electroden aus Ceylon- oder sibirischem Graphit, denen er eine scharfe Kante von 3 bis 6 mm Länge giebt, so dass sie die Gestalt eines Meissels erhalten. Die obere Kohle ist durch Zuleitung zum positiven Pol gemacht, die untere steckt in einem U-förmig gebogenen Rohr, welches die Salzlösung enthält; sie ist mit Rillen versehen, in welchen die Flüssigkeit capillar aufsteigt. Beide Schneiden der Kohlen stehen parallel und senkrecht auf die Spaltplatte des Spectrometers zu, so dass, wenn der Funke auf den Schneiden hin und her wandert, er doch immer vor dem Spalt bleibt. Lecoq hatte

Fig. 63. Fig. 64.

Platin oder Iridium empfohlen, da letzteres gar keine eigenen Linien gebe; Hartley findet, dass es im Ultraviolett deren 180 zeigt. — Der Graphit giebt als Verunreinigung nur einige Linien des Mg. — Fig. 64 zeigt den kleinen Apparat.

Mit diesem Apparat kommt Hartley zu folgenden Resultaten: „With very few exceptions the non-metallic constituents of a salt do not affect the

1) W. N. Hartley, Researches on spectrum photography in relation to new methods of quantitative chemical analysis. Phil. Trans. **175**, I. p. 49—62 (1884).

spark spectra of solutions. — Insoluble and non-volatile compounds do not yield spark spectra. — The solution of metallic chloride yields spectral lines identical in number and position with the principal lines of the metal itself. — Short lines become long lines, but otherwise their character is identical, wether the spectra are produced by metallic electrodes or solution. — The effect of diluting solutions of metallic salts is first to weaken and attenuate the metallic lines, then with a more extensive dilution to shorten them, the length of the longest and strongest lines generally decreasing until they finally disappear."

Die Expositionszeiten dauern bei Hartley, der starke Flaschenfunken verwendet, nur 1 bis 5 Minuten. — Es sei hier auf einen wesentlichen Unterschied zwischen seinen Angaben und denen Lockyers, der freilich mit Funken nach trockenen Salzen arbeitete, aufmerksam gemacht: nach Lockyer erscheinen nur die längsten Metalllinien im Salzspectrum, nach Hartley alle, und sogar die kurzen Metalllinien werden hier lange.

228. Es sei noch eine merkwürdige Erscheinung erwähnt, welche Lecoq[1]) bei Gelegenheit einer Untersuchung von Salzlösungen der seltenen Erden gefunden hat. Während zur Erzeugung brauchbarer Spectra die Flüssigkeit die negative Electrode bilden muss, bemerkte Lecoq, dass wenn er den Strom umkehrt, also die Flüssigkeit positiv macht, in einzelnen Fällen auf der Flüssigkeit ein scharf begrenzter, hell leuchtender, fluorescirender Fleck erscheint, der ein ganz besonderes Spectrum giebt. Manchmal umhüllt sich dabei auch der äussere negative Draht mit einer Lichthülle, die ebenfalls ein characteristisches Spectrum geben kann. Diese Erscheinung, welche wir an dieser Stelle nicht näher erörtern wollen, tritt indessen nur in einzelnen Fällen, namentlich bei den seltenen Erden auf. Auch Ammoniak[2]) ist zur Beobachtung dieses „umgekehrten Funkens" geeignet: die Lichtscheibe auf der Flüssigkeit ist in diesem Falle grünlich, das Licht um den negativen Pol gelblich, und dieses zeigt das Bandenspectrum des Ammoniaks. Die Fig. 65 giebt nach Lecoq das Aussehen der Erscheinung.

Fig. 65.

229. Auch durch Flüssigkeiten kann man Entladungen gehen lassen, wenn man zwei Electroden eintaucht und in sehr geringe Entfernung bringt, 0,5 bis 1 mm. Die allgemeinen Erscheinungen dabei sind mehrfach beschrieben worden[3]), aber die spectralen Verhältnisse sind noch ganz ungenügend bekannt. Masson[4]) giebt an, der Funke in Flüssigkeiten zeige nur ein continuirliches

1) Lecoq de Boisbaudran, Sur un nouveau genre de spectres métalliques. C. R. **100**. p 1437—1440 (1885), auch Chem. News **52**. p. 4—5 (1885).

2) Lecoq de Boisbaudran, Spectre de l'ammoniaque par renversement du courant induit C. R **101**. p 42—45 (1885), auch Chem. News **52**. p. 276—277 (1885).

3) Siehe G. Wiedemann, Electricität, Braunschweig bei Vieweg. 3. Aufl. Bd. 4. p. 799 —817 (1885). Die älteren Autoren geben meist nur an, dass Licht auftritt.

4) A. Masson, De la nature de l'étincelle électrique et de sa cause. Ann. chim. et phys. (3) **31**. p. 295—326 (1851).

Spectrum. Daniel[1]) dagegen findet, dass ohne Condensator die Metalllinien der Electroden sichtbar werden. Mit Condensator aber werden sie so verwaschen, dass sie kaum zu sehen sind. Bei reinem Wasser sei ein Condensator nöthig, aber die Linien erscheinen sehr schwer. Ausser den Linien der Electroden erscheinen noch solche von C (Daniel meint wahrscheinlich das Bandenspectrum der Kohle) und die Linien des Wasserstoffs, — ganz als ob man den Dampf der Flüssigkeit der Untersuchung unterwürfe. In Salzsäure werden die Metalllinien besonders hell. — Abt[2]) sagt, bei sehr kurzen Funken in Flüssigkeiten sehe man einzelne helle Streifen im Spectrum, die sich bei zunehmender Schlagweite verbreitern und schliesslich ein continuirliches Spectrum bilden. — Macfarlane und Playfair[3]) sagen wieder, in Olivenöl werde das Spectrum continuirlich im Roth, Grün und Violett. Sie haben offenbar auch verschwommen das Swansche Spectrum beobachtet. Ebenso finden Terquem und Damien[4]) in Flüssigkeiten nur continuirliche Spectra. —

Liveing und Dewar[5]) haben durch verflüssigte Gase bei -180^0 bis -200^0 Funken schlagen lassen: In O treten einige verschwommene Linien auf, die wohl von den Platinelectroden stammen, und ein continuirliches Spectrum. In flüssiger Luft tritt ohne Flasche im Wesentlichen dasselbe Spectrum auf, mit Flasche aber das Linienspectrum der Luft, bei der tiefsten Temperatur auch das Bandenspectrum von N. — In Stickstoff ist der continuirliche Grund zu sehen, daneben einige Platinlinien und Andeutungen von Linien und Banden des N. Bei der tiefsten Temperatur erscheinen ohne Flasche die Banden, mit Flasche die Linien des N.

In Wasser sehen sie ohne Flasche sehr schwach die rothe und grüne Wasserstofflinie, mit Flasche werden diese sehr unscharf, es treten dann aber noch die Linien des Platin auf.

In anderer Weise findet Colley[6]) ein discontinuirliches Spectrum in Flüssigkeiten: Lässt man einen sehr starken Strom, von 95 Bunsenschen Elementen, durch einen Electrolyten gehen, und ist namentlich die negative Electrode sehr klein, so hört plötzlich der Strom auf, und die Kathode umgiebt sich mit Licht, welches ein Spectrum zeigt. Bei Platinelectroden in Schwefelsäure sieht er die rothe und blaue Wasserstofflinie, in Chlornatrium die D-Linien, in Chlorlithium die rothe und orange Li-Linie; ausserdem treten noch

1) Daniel, Analyse spectrale de l'étincelle électrique produite dans les liquides et les gaz. C. R. **57**. p. 98—101 (1863).

2) A. Abt, Continuirliches Spectrum des electrischen Funkens. Wiedem. Ann. **7**. p. 159—160 (1879).

3) A. Macfarlane and P. M. Playfair, On the disruptive discharge of electricity. Edinb. Trans. **29**, II. p. 561—565 (1880).

4) A. Terquem et Damien, Sur les descharges disruptives à travers les corps solides et liquides. J. de Phys. (2) **4**. p. 457—459 (1885).

5) G. D. Liveing and J. Dewar, Preliminary note on the spectrum of the electric discharge in liquid oxygen, air, and nitrogen. Phil. Mag. (5) **38**. p. 235—240 (1894).

6) R. Colley, Sur l'illumination des électrodes. J. de Phys. **9**. p. 155—160 (1880).

8 Linien auf, von welchen er 5, nämlich 5054, 5223, 5306, 5395, 5480 dem Platin zuschreibt, während die drei übrigen 5102, 5154 und 5650 ihm unbekannt sind. —

Man erkennt ohne Weiteres, dass dieselben Erscheinungen beim Wehneltschen electrolytischen Unterbrecher auftreten müssen. Das an der kleinen „activen" Electrode desselben auftretende Licht zeigt nach Wehnelt[1]), wenn die Flüssigkeit Schwefelsäure, die Electrode Platin ist, für negative Electrode das Spectrum des Wasserstoffs, die Natriumlinien und noch zahlreiche helle Linien, die nicht untersucht wurden, für positive Electrode nur das Spectrum des Wasserstoffs und Natriums. Die Sauerstofflinien waren nicht sichtbar.

230. Sehr interessante Resultate theilt Wilsing[2]) mit: er taucht Electroden aus verschiedenen Metallen in Wasser und lässt condensirte Funken eines grösseren Inductionsapparates, unter Vorschaltung einer Funkenstrecke in Luft, zwischen ihnen übergehen. Die Spectra, welche entstehen, wenn sich die Electroden in Luft oder in Wasser befinden, werden über einander photographirt, so dass sie sich leicht vergleichen lassen. Dabei treten nun im Wasser starke Verbreiterungen, Verschiebungen nach längeren Wellen, Umkehrungen der Linien auf; oft entsteht eine helle uud neben ihr eine umgekehrte Linie. Bei Eisen z. B. sind Verschiebungen der hellen Linie bis zu 1 AE. beobachtet, während z. B. die Zn-Linie 4722 sich in ein Band von 13 AE. Breite mit einer Verschiebung der Mitte um 7 AE. gegen die normale Lage verwandelt. Bei Pt fand Wilsing keine Verschiebung. Er giebt zahlreiche Details und Messungen für Fe, Ni, Cu, Zn, Sn, Cd, Mg, Pb, Ag; bei letzterem ist nur ein continuirliches Spectrum sichtbar. Die gemessenen Verschiebungen sind für dieselbe Linie auf verschiedenen Platten recht verschieden gross, was der Verf. auf Ungleichmässigkeit des Funkens schiebt. Wilsing erklärt die Erscheinung durch Annahme eines sehr hohen Druckes in der Flüssigkeit, welcher nach den Untersuchungen von Humphreys und Mohler die Spectrallinien nach der Seite der längeren Wellen verschiebt. Legt man die von diesen Forschern für Drucke bis 12 Atm. gefundenen Werthe zu Grunde, so würden sich in der Flüssigkeit Drucke von mehreren Hundert Atmosphären ergeben. Mir scheint indessen, dass eine quantitative Vergleichung beider Arbeiten überhaupt nicht möglich ist: es finden nämlich Humphreys und Mohler für 12 Atm. Ueberdruck folgende Verschiebungen: Pt 0,02 AE., Fe 0,025, Cu 0,033, Sn 0,055, Zn 0,057, dagegen Wilsing: Pt 0,00, Fe bis 1,00, Cu bis 5,00, Sn bis 2,50, Zn bis 6,00. Die Arbeit von Wilsing scheint indessen von Wichtigkeit für die Erklärung der merkwürdigen Erscheinungen in den Spectren der neuen Sterne werden zu können.

---

1) A. Wehnelt, Ein electrolytischer Stromunterbrecher. Wied. Ann. **68**. p. 233—272 (1899), siehe p. 246. Siehe auch B. Walter, Ueber den Wehnelt'schen electrolytischen Stromunterbrecher. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **2**. p. 5. (1899).

2) J. Wilsing, Ueber die Deutung des typischen Spectrums der neuen Sterne. Berl. Ber. 1899. p. 426—436.

In einer weiteren Arbeit findet dann Wilsing[1]) auch eine starke Verschiebung der grünen Wasserstofflinie, die auftritt, wenn man den Funken in Luft zwischen befeuchteten Kohleelectroden übergehen lässt. Die Linie H_β trat als „breites, verwaschenes helles Band auf, in dessen Mitte eine verhältnissmässig feine dunkle Linie zu bemerken war". Die Breite des hellen unscharfen Bandes betrug mehr als 50 AE., die mittlere Breite der Absorptionslinie 8 AE., und letztere war etwa 11 AE. gegen die Lage derselben Linie im Geisslerrohr nach Roth verschoben.

231. Bevor wir zur Besprechung der Untersuchung der Gase in Geisslerschen Röhren übergehen, sei noch eine allgemeine Bemerkung über die Verschiedenartigkeit der Spectra vorausgeschickt, die wir von Metallen mit den bisher besprochenen Mitteln erzeugen können. Indem wir zur Erzeugung der leuchtenden Dämpfe die Alkohol- oder Bunsenflamme anwenden, oder den galvanischen Lichtbogen, oder die Funken des Inductionsapparates, benutzen wir ganz verschiedene Temperaturen.[2]) Wenn wir über die Höhe derselben auch nur sehr unvollkommene Kenntniss haben, so steigt sie doch zweifellos in der genannten Reihenfolge. Das äussert sich in den Spectren in sehr auffallender Weise darin, dass immer kürzere Wellenlängen zum Vorschein kommen oder relativ an Intensität gewinnen. Als Kirchhoff und Bunsen die Flammenspectra der Alkalien und alkalischen Erden festgelegt hatten, und die neue Entdeckung der Spectralanalyse namentlich in England durch öffentliche Vorlesungen einem grösseren Publicum bekannt gemacht werden sollte, wobei die Spectra mittelst der Bogenlampe projicirt wurden, traten mehrfach unbekannte Linien im Blau auf, die auf ein Versehen von Kirchhoff und Bunsen oder auf die Existenz eines neuen Elementes hinzuweisen schienen. Aber die Erscheinung klärte sich dann bald als die Folge der höheren Temperatur des Bogens auf. Während die Linien auch in der Flamme noch vorhanden sind, aber so schwach, dass man sie im allgemeinen nicht sieht, so reichen doch nach den Untersuchungen von Eder und Valenta[3]) und von Cochin[4]) die Flammenspectra nicht zu kleineren Wellenlängen, als etwa 3000 AE., wobei es freilich dahingestellt bleiben muss, ob kürzere Wellen wirklich nicht mehr vorhanden sind, oder ob sie nicht nur noch viel längere Expositionszeiten zur Sichtbarmachung erfordern, was mir wahrscheinlicher scheint. Für die Bogenspectra dagegen kennt man noch nicht eine untere Grenze der Wellenlänge in dem ausgesandten Lichte, wenn auch practisch eine Grenze bei etwa 2000 AE. erreicht wird durch die Absorption der kürzeren

1) J. Wilsing, Ueber den Einfluss des Drucks auf die Wellenlängen der Linien des Wasserstoffspectrums. Berl. Ber. 1899. p. 750—752.

2) Vergl. darüber einige Bemerkungen von Lecoq de Boisbaudran (C. R. **77**. p. 937—940, 1873), der nicht nur Aenderung der Temperatur annimmt.

3) J. M. Eder und E. Valenta, Ueber den Verlauf der Bunsen'schen Flammenreactionen im ultravioletten Spectrum. Wien. Denkschr. **60** (1893).

4) D. Cochin, Sur les spectres de flammes de quelques métaux. C. R. **116**. p. 1055—1057 (1893).

Wellen in Luft und namentlich in der Gelatine unserer photographischen Platten. Aus letzterem Grunde können wir auch keinen Vergleich zwischen den Bogen- und Funkenspectren durch ihre Begrenzung im Ultraviolett ziehen, aber bei einem Vergleich derselben tritt es in sehr auffallender Weise hervor, wie die Stärke und auch zum Theil die Zahl der Linien im äussersten Ultraviolett viel grösser ist bei den Funkenspectren. Wir finden also kurz gesagt mit wachsender Temperatur ein Fortrücken der Hauptenergie im Spectrum zu kürzeren Wellenlängen. Dass dabei auch noch grosse Unterschiede in Bezug auf die Intensitätsverhältnisse der einzelnen Linien eintreten, dass starke Linien niedriger Temperatur ganz verschwinden können und dafür andere neu auftreten, so dass unter Umständen ein ganz anderes Spectrum entsteht, sei an dieser Stelle nur nebenbei erwähnt, nicht erörtert. Das wird uns in einem besonderen Abschnitt über den Einfluss der Temperatur auf die Spectren zu beschäftigen haben.

232. Cappel[1]) hat Versuche über die Empfindlichkeit der spectralanalytischen Methoden mit Funkenspectren angestellt, und zwar hat er uncondensirte Funken nach einem Platindraht mit Salzlösung überspringen lassen. Die Zahlen haben natürlich nur einen sehr relativen Werth, sie beziehen sich vor Allem nur auf das sichtbare Spectrum, während für das Bogen- und Funkenspectrum die Reactionen im Ultraviolett ungleich empfindlicher sind. Ebenso würde ein condensirter Funke die Empfindlichkeit wahrscheinlich wesentlich erhöhen, wenn auch bei verschiedenen Elementen in verschiedenem Grade.

Nach Cappel lassen sich im Inductionsfunken erkennen von Cs $^1/_{4000}$ mgr, Rb $^1/_{1000}$, K $^1/_{400}$, Li $^1/_{40\,000\,000}$, Ba $^1/_{900\,000}$, Sr $^1/_{100\,000\,000}$, Ca $^1/_{10\,000\,000}$, Mg $^1/_{500\,000}$, Cr $^1/_{4\,000\,000}$, Mn $^1/_{200\,000}$, Zn $^1/_{600\,000}$, In $^1/_{90\,000}$, Co $^1/_{10\,000}$, Ni $^1/_{600}$, Fe $^1/_{26\,000}$, Tl $^1/_{80\,000\,000}$, Cd $^1/_{18\,000}$, Pb $^1/_{20\,000}$, Bi $^1/_{70\,000}$, Cu $^1/_{20\,000}$, Ag $^1/_{12\,000}$, Hg $^1/_{10\,000}$, Au $^1/_{4000}$, Sn $^1/_{17\,000}$. Outerbridge[2]) macht einige ähnliche Angaben: Au $^1/_{5000}$, Cu $^1/_{30\,000}$, Ag $^1/_{15\,000}$, Sn $^1/_{7500}$, Pb $^1/_{1870}$, Ni $^1/_{60\,000}$. Simmler[3]) findet: Bo $^{12}/_{10\,000}$, Cu $^1/_{285}$, Mn $^1/_{83}$.

233. In der ersten Zeit der spectroscopischen Untersuchungen hatte man die Gase bei Atmosphärendruck durch Funken zum Leuchten gebracht, nur in seltenen Fällen auch etwas kleinere Drucke verwandt. Den Apparat von Masson für diesen Zweck haben wir unter Fig. 48 abgebildet. Man erhielt aber so immer ein Gemisch des Gas- und des Metallspectrums, so dass es einen wesentlichen Fortschritt bedeutete, als Plücker bei Einführung der Geisslerschen Röhren fand, dass sich in ihnen ganz allein das Gasspectrum zeige. — Plücker war nicht der erste, welcher solche Röhren anwandte, sondern kurz zuvor hatte schon Gassiot[4]) sie in den verschiedensten Formen hergestellt, aber nur zur

1) C. Cappel, Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Empfindlichkeit der Spectral-Reactionen. Pogg. Ann. **136**. p. 628—639 (1870).

2) A. E. Outerbridge jr., Electrical spectra of metals. Proc. Amer. Phil. Soc. **14**. p. 162—172 (1874).

3) R. Th. Simmler, Beiträge zur chemischen Analyse durch Spectralbeobachtungen. Pogg. Ann. **115**. p. 242—266, 425—451 (1862).

4) J. P. Gassiot, Rep. Brit. Ass. 1858, und Phil. Trans. **148**. p. 1—16 (1858).

Untersuchung der Gestalten der Gasentladungen, während Plücker sehr bald zur spectroscopischen Betrachtung der Erscheinungen überging. So werden die Röhren noch heute Plückersche oder noch häufiger nach dem Glasbläser Geissler in Bonn, der sie ihm herstellte, und der nach Plückers eigener Angabe grosse Verdienste um ihre Gestaltung hatte, Geisslersche Röhren genannt. Geissler fand bald, dass zur Zuführung des Stromes in das Innere des Rohres nur Platindrähte brauchbar seien; da sich nämlich die Electroden unter Umständen sehr bedeutend erhitzen, — kommt es doch vor, dass sie schmelzen, — so muss der eingeschmolzene Draht nahezu denselben Ausdehnungscoefficienten besitzen, wie das Glas, und das ist nur bei Platin der Fall. — Während anfangs[1]) die Röhren durchweg den gleichen Querschnitt gehabt hatten, so fand Plücker[2]) sehr schnell, dass die Helligkeit in engeren Röhren sehr viel grösser wird, und er liess ihnen die noch heute übliche Form geben, dass eine Capillare zwei weitere Röhren, in denen sich die Electroden befinden, verbindet. — Noch in demselben Jahre beschreibt Plücker[3]) die Erscheinung, dass in solchen Röhren die Electroden zerstäuben, und die Glaswandung sich mit einem Metallspiegel überzieht; Geissler sucht dies zuerst dadurch zu verhindern, dass er die Electroden bis auf die äusserste Spitze mit Glas überzieht Bald[4]) aber findet er, dass Aluminium diese unangenehme Eigenschaft in sehr viel geringerem Grade besitzt, und so befestigt er an dem eingeschmolzenen Platindraht in der Röhre einen Aluminiumdraht, und umkleidet den Platindraht und die Verbindungsstelle mit dem Aluminium mit Glas. Die Röhren haben so schon nach einem Jahre die definitive Form, die ihnen bis heute für die meisten Zwecke geblieben ist.

234. Dass man auch ohne eingeschmolzene Electroden auskommt, hatte zuerst Gassiot[5]) gefunden: es genügt, ein zugeschmolzenes mit verdünntem Gas gefülltes Glasrohr mit äusseren Belegen, etwa von umgelegten Staniolstreifen, an beiden Enden zu versehen, und diese mit den Polen eines Inductionsapparates zu verbinden, um den Inhalt des Gases leuchten und sein characteristisches Spectrum geben zu sehen. Plücker[6]) wendet sowohl diese Form an, als auch eine andere: über die Enden des Rohres werden noch zwei Glaskappen geschmolzen und luftleer gemacht, in welche Electroden eintreten; der Inhalt des eigentlichen Rohres ist so von den Electroden durch Glas-

1) J. Plücker, Ueber die Einwirkung des Mag... en auf die electrischen Entladungen in verdünnten Gasen. Pogg. Ann. **103**. p. 88—106 (1858).

2) J. Plücker, Fortgesetzte Beobachtungen über die electrische Entladung durch gasverdünnte Räume. Pogg. Ann. **104**. p. 113—128 (1858).

3) J. Plücker, Fortgesetzte Beobachtungen über electrische Entladung. Pogg. Ann. **105**. p. 67—84 (1858).

4) J. Plücker, Ueber die Constitution der electrischen Spectra der verschiedenen Gase und Dämpfe. Pogg. Ann. **107**. p. 497—538, 638—643 (1859).

5) J. P. Gassiot, On the stratifications and dark bands in electrical discharges as observed in Torricellian vacuums. Proc. Roy. Soc. **9**. p. 146—150 (1858).

6) J. Plücker, Ueber recurrente Ströme und ihre Anwendung zur Darstellung von Gasspectren. Pogg. Ann. **116**. p. 27—54 (1862).

wände getrennt. Auch Alvergniat[1]) stellt 10 Jahre später wieder solche Röhren her.

Der Vorzug dieser Röhren vor den gewöhnlichen beruht darin, dass die später zu besprechende verschiedenartige Einwirkung der Electroden auf die Gase ausbleibt, man daher die Gase reiner und bei constanterem Druck erhalten kann, und dass die Temperatur des Gases weniger gesteigert wird. So giebt Cornu[2]) an, dass er in Röhren ohne Electroden das Wasserstoffspectrum reiner erhalten habe, Salet[3]) verwendet sie vielfach unter dem Namen „tubes à gaînes", um Bandenspectra zu erzeugen, Hasselberg[4]) zeigt in ihnen die geringe Temperaturerhöhung beim Leuchten. Andererseits aber haben sie den Nachtheil, dass die Helligkeit eine viel geringere ist, so dass man sie nicht ohne Noth anwenden wird.

Noch sei erwähnt, dass schon Plücker die Fluorescenz des Glases in den Geisslerschen Röhren beobachtete, und dass er die Röhren auch schon für leicht verdampfende Substanzen, wie Hg, Na, S, As u. s. w. benutzte.

235. Die Formen der Röhren sind je nach dem Zweck ganz ausserordentlich verschieden gestaltet worden, und es sollen hier nur einige wenige derselben, die besonders häufig gebraucht werden, oder irgend etwas Besonderes zeigen, vorgeführt werden. — Wir können dabei unterscheiden zwischen den Röhren, welche nach der ursprünglichen Weise von Plücker so benutzt werden, dass man quer durch die Capillare hindurchsieht, und zwischen den Röhren, welche in Längsdurchsicht durch die ganze Capillare gebraucht werden, „end on" nach der Bezeichnung von Piazzi Smyth. Da die leuchtenden Gase, ebenso wie die Flammen, bis zu einem gewissen Grade transparent sind, so wird die Helligkeit unter Umständen ganz ausserordentlich gesteigert, wenn man die emittirende Schicht dicker macht, wie es eben bei der Längsdurchsicht der Fall ist. Da nach dem Kirchhoffschen Gesetze die Wellenlängen, welche schwach emittirt werden, auch schwächer absorbirt werden, so müssen gerade die schwachen Linien eines Spectrums bei Längsdurchsicht an Intensität gewinnen, so dass häufig das Spectrum ein wesentlich anderes Aussehen erhält. Dies Hülfsmittel scheint zuerst von Monckhoven[5]) 1871 angewandt, aber erst 1877 veröffentlicht worden zu sein. Dann hat es Salet[6]) bei Untersuchung des Stickstoffspectrums selbstständig gefunden. 6 Jahre später hat Piazzi Smyth[7]), ohne von Salet etwas zu wissen, dasselbe Verfahren für Flammen und Geisslerröhren von Neuem entdeckt und in seiner überschweng-

1) Alvergniat, Sur les tubes lumineux à électrodes extérieures. C. R. **73**. p. 561 (1871).

2) A. Cornu, Sur le spectre ultra-violet de l'Hydrogène. J. de Physique (2) **5**. p. 341—354 (1886).

3) G. Salet, C. R. **73**. p. 559 (1871).

4) Hasselberg, siehe § 205.

5) D. van Monckhoven, Sur les moyens propres à la reproduction photographique des spectres ultraviolets des gaz. Bull. de Belg. (2) **43**. p. 187—192 (1877).

6) G. Salet, Sur les spectres des métalloides. Ann. chim. et phys. (4) **28**. p. 5—71 (1873).

7) C. Piazzi Smyth, Roy. Scot. Soc. of Arts. **10**. p. 226—265 (1883) [eingereicht Febr. 1879], auch Chem. News **39**. p. 145—146, 166—165, 188—189 (1879); Nat. **19**. p. 400 (1879).

lichen Art gepriesen. — In neuerer Zeit wird es ausserordentlich viel verwandt, da man ja in der That zu viel Licht niemals haben kann. —

Ein weiterer Unterschied in der Form der Spectralröhren entsteht dadurch, dass man die einen nur für den sichtbaren Theil des Spectrums gebrauchen will, andere auch für das Ultraviolett. Da Glas für kürzere Wellenlängen, als etwa 3100 A. E. undurchlässig ist, so sind für den letzteren Zweck Röhren ganz aus Glas unbrauchbar, man muss vielmehr Quarz oder Flussspath nehmen, und da sich Röhren aus diesen Materialien nicht herstellen lassen[1]), so bleibt nichts anderes übrig, als an einem Glasrohr ein Fenster aus Quarz anzubringen.

236. Die einfachste Form der Röhren, wie sie Plücker gebraucht hat, zeigt Fig. 66 in etwa halber natürlicher Grösse. Um diese Form für Längs-

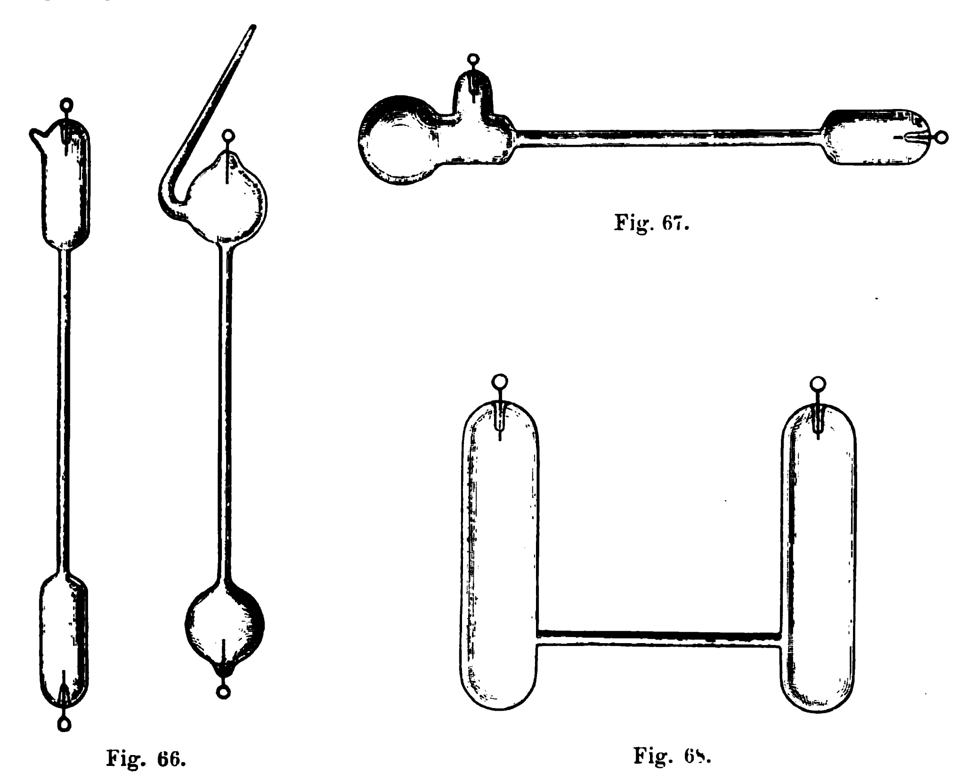


Fig. 67.

Fig. 66.

Fig. 68.

durchsicht einzurichten, kann man wie in Fig. 67 an das eine Ende eine dünnwandige Kugel anblasen und die Electrode seitlich anbringen, so dass von der Seite der Kugel her ein Einblick in die Capillare frei ist. Zu gleichem Zweck hat Monckhoven[2]) die Röhre Fig. 68 eingeführt, die nach ihm namentlich Schuster[3]) benutzt hat, nach welchem sie bisweilen benannt wird. Fig. 69

1) Sir W. Crookes besitzt zwar Geisslerröhren, die aus Quarz geblasen sind; ihre Herstellung ist aber sehr schwierig, und es lassen sich keine Electroden einschmelzen.

2) D. van Monckhoven, De l'élargissement des raies spectrales de l'hydrogène. C. R. **95**. p. 378—381 (1882). Siehe auch 5) voriger Seite.

3) A. Schuster, Spectrum of oxygen. Phil. Trans. **170**, I. p. 37—54 (1879).

zeigt eine recht zweckmässige Modification, die von der Firma Zeiss[1]) eingeführt ist: die Electroden haben die Gestalt von längeren Spiralen, wodurch man wesentlich stärkere Ströme anwenden kann, ohne dass die Electroden sich übermässig erhitzen. Diese Erhitzung ist es aber, welche meist die Lebensdauer der Geisslerschen Röhren begrenzt: die Electroden werden bei starken Strömen glühend und entweder springt schon dabei das Glas, oder sie beginnen auch weich zu werden und schmelzen. Der erste Tropfen geschmolzenen Metalls, der auf die Glaswand fällt, bringt sie natürlich zum Springen. Man hat diesem Uebelstand durch sehr dicke Electroden von 1 bis 2 mm Durchmesser abzuhelfen gesucht, aber das gleiche Ziel und grössere Helligkeit erreicht man mit den Röhren von Zeiss. — Ganz denselben Zweck erreicht in sehr vortrefflicher Art Ames[2]) mit dem durch Fig. 70 skizzirten Rohr: hier sind

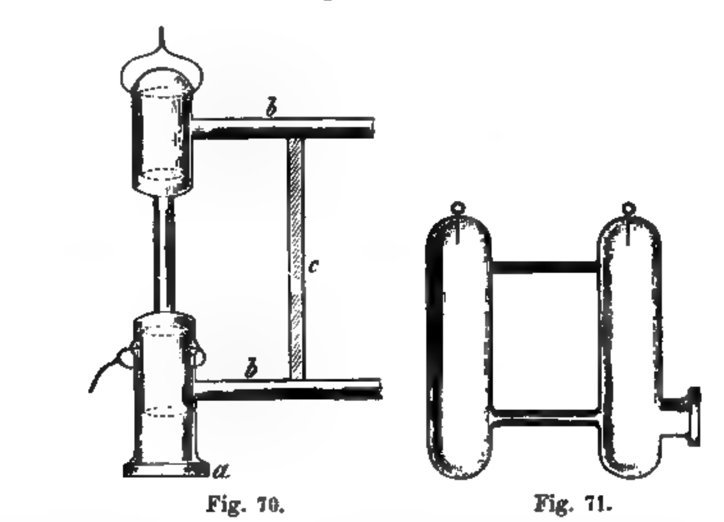


Fig. 69. Fig. 70. Fig. 71.

als Electroden Cylinder aus Aluminiumblech benutzt, welche durch je zwei eingeschmolzene Platindrähte mit der Stromquelle verbunden werden. Das Rohr, welches auf Längsdurchsicht berechnet ist, ist durch eine Quarzplatte a an dem einen Ende verschlossen, und man sieht von hier aus durch beide Cylinder und die Capillare hindurch. Wir werden nachher besprechen, wie die Quarzplatte zu befestigen ist. Es sind zwei Glasröhren b angeblasen, durch welche das Rohr evacuirt und gefüllt wird; c ist ein massiver Glasstab, der nur zur Festigkeit des Apparates beitragen soll. Zur Längsdurchsicht durch eine Quarzplatte hat Deslandres[3]) das Monckhovensche Rohr nach Fig. 71 modificirt, während Konen[4]) ein gewöhnliches Rohr nach Fig. 72 umbiegt, an der

1) G. Weidmann, Messungen mit dem Abbe'schen Dilatometer. Wiedem. Ann. 38. p. 453—494 (1889).

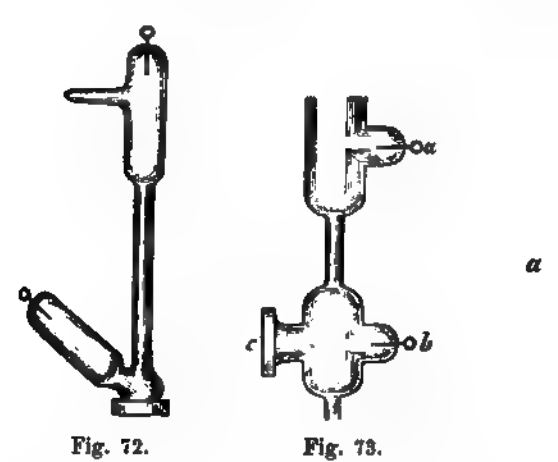
2) J. S. Ames, On some gaseous spectra. Hydrogen, Nitrogen. Phil. Mag. (5) 30. p. 48—58 (1890).

3) H. Deslandres, Spectres des bandes ultra-violets avec une faible dispersion, Thèse à la faculté des sciences de Paris 1888, und Ann. chim. et phys. (6) 15. p. 5—86 (1888).

4) H. Konen, Ueber die Spectren des Jod. Inaug.-Dissert. Bonn 1897.

Biegungsstelle etwas aufbläst, hier abschleift und das Loch durch eine Quarzplatte verschliesst.

Bekanntlich zeigen einzelne Gase ein besonderes Spectrum im negativen Glimmlicht, und um dies möglichst rein beobachten zu können, sind ebenfalls verschiedene Geisslersche Röhren angegeben worden. Fig. 73 zeigt die von Deslandres (l. c.) benutzte Form, bei welcher man a zur Anode, b zur Kathode macht und durch die Quarzplatte c beobachtet. Eine andere von Eder und Valenta [1]) beschriebene Form ohne Quarz zeigt Fig. 74: man kann entweder



a

Fig. 72. Fig. 73. Fig. 74.

von a aus das Licht der Capillare, oder von b aus das Glimmlicht beobachten, beides in Längsdurchsicht.

237. Ziemliche Schwierigkeiten bereitet bei der Benutzung von Quarzverschlüssen die Befestigung des Quarzes am Glase, da nicht nur der Verschluss mmen luftdicht sein soll, sondern auch alles Dichtungs- oder Kitt-Material vermieden werden muss, welches das Rohr durch entstehende Dämpfe verunreinigen kann; namentlich alle kohlestoffhaltigen Substanzen sind in dieser Beziehung gefährlich, da sie sehr leicht im Rohr die Banden von C, Cy oder CO entstehen lassen. Aus diesem Grunde wird gewöhnlich von einem Aufkitten der Quarzplatte mittelst Siegellack abgesehen; ich muss freilich gestehen, dass ich mehrfach Röhren so hergestellt habe, die nichts von Kohlenstoff zeigten, wenn man nur die Vorsicht gebraucht, die Lackschicht zwischen Glas und Quarz sehr dünn zu machen, und wenn man mit den Electroden nicht zu nahe an die Kittstelle herankommt. — Auf alle Fälle versieht man das Glasrohr an der Mündung mit einem breiteren Rand, welcher abgeschliffen wird und so eine gute Auflage für die Quarzplatte bietet. Die Quarzplatten sind natürlich senkrecht zur Axe geschliffen, so dass sie nicht doppelbrechend wirken. Deslandres (l. c.) empfiehlt, zuerst mit Wasserglas zu kitten, dann einen Kautschukkitt darüber zu legen und endlich über das Ganze eine Paraffinschicht

1) J. M. Eder und E. Valenta, Spectralanalytische Untersuchung des Argons. Wiener Denkschr. 64 (1896).

zu breiten. Die Kittung mit Wasserglas allein habe ich auch ganz gut, wenn auch nicht sehr bequem gefunden; es dauert ziemlich lange, bis der Kitt hart geworden ist; ferner empfiehlt es sich, alle paar Tage um den Rand der beiden Platten neuen Kitt aufzutragen. Bei weitem die beste Methode ist indessen von Liveing und Dewar[1]) und von V. Schumann[2]) angegeben worden, — ich weiss nicht, wem die Priorität gebührt, da Schumann die Methode lange angewandt und gezeigt hat, ehe er etwas darüber veröffentlicht hat. Schumann beschreibt seine Vorrichtung folgendermaassen: man benutzt einen conischen Quarzpfropfen, 3 cm lang, dessen Endflächen parallel und senkrecht zur Axe geschliffen sind. Er wird in die Mündung der Geisslerschen Röhre, welche in der Verlängerung der Capillare liegt, sorgfältig eingeschliffen. Die obere Hälfte des Pfropfens wird dann ganz schwach eingefettet und in das Geisslerrohr eingesetzt; das Fett verbreitet sich beim Evacuiren durch den äusseren Druck noch ein wenig nach dem Innern zu, kommt aber nicht bis an das innere Ende des Pfropfens, und das Rohr bleibt vollkommen frei von Fettdämpfen. Wenn man ein solches Rohr noch mit den Amesschen Electroden versieht[3]), so hat man damit nach meiner Meinung die vollkommenste Form des Geisslerrohrs. Die Gestalt des oberen Endes zeigt Fig. 75.

Liveing und Dewar dagegen empfehlen, den Quarzpfropfen mit geschmolzenem Silbernitrat einzukitten, nachdem sie anfangs zu gleichem Zweck Natriummetaphosphat verwandt hatten.

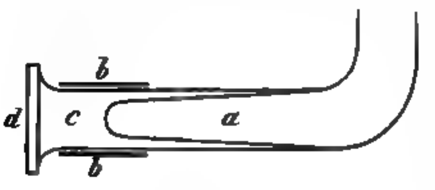


Fig. 75. Fig. 76.

238. Es seien noch einige eigenthümliche Constructionen erwähnt, die vielleicht gelegentlich ihre Bedeutung haben können. Deslandres (l. c.) giebt die Form Fig. 76 an: a bedeutet ein Rohr, welches mit Schwefelsäure gefüllt ist und die eine Electrode bildet, während die zweite Electrode b aussen um das Rohr gelegt ist. In c befindet sich das zu untersuchende Gas, d ist eine Quarzplatte. In diesem Rohr wird jedenfalls eine sehr geringe Temperaturerhöhung eintreten. — Paalzow und Vogel[4]) haben den in Fig. 77 abgebildeten Apparat zur Untersuchung der Spectren von O und H construirt; darin stellt A ein U-förmiges, mit concentrirter Schwefelsäure gefülltes Gefäss dar, in welches zwei Platinelectroden eingeschmolzen sind. Das Seitenröhrchen

1) G. D. Liveing and J. Dewar, Investigation on the spectrum of magnesium. Proc. Roy. Soc. **44**. p. 241—252 (1888).

2) V. Schumann, The hydrogen line $H\beta$ in the spectrum of Nova Aurigae and in the spectrum of vacuum tubes. Astron. and Astrophys. **12**. p. 159—166 (1893).

3) Siehe H. Kayser, Ueber die Spectren des Argon, Sitzungsber. d. Berl. Akad. 1896. p. 551—164.

4) A. Paalzow und H. W. Vogel, Ueber das Sauerstoffspectrum. Wiedem. Ann. **13**. p. 336—338 (1881).

a dient zum Einfüllen der Säure, wird dann zugeschmolzen. B und B_1 sind zwei Geisslersche Röhren, C und C_1 zwei Gefässe, welche ein Gemisch von concentrirter Schwefelsäure und doppeltchromsaurem Kali enthalten, das durch die dann zugeschmolzenen Röhrchen c und c_1 eingefüllt wird. Bei d schliesst sich die Quecksilberluftpumpe an. Durch Electrolyse kann in A beliebig viel H und O erzeugt werden, die Gefässe C sollen die Röhren von der Pumpe trennen. — Runge und Paschen[1]) haben zur Erzeugung der Spectra von O, S, Se diesen Apparat etwas modificirt, wie es Fig. 78 schematisch zeigt: A ist die Geisslersche Röhre zur Längsdurchsicht mit Quarzplatte und mit Amesschen

Fig. 78.

A

Fig. 77.

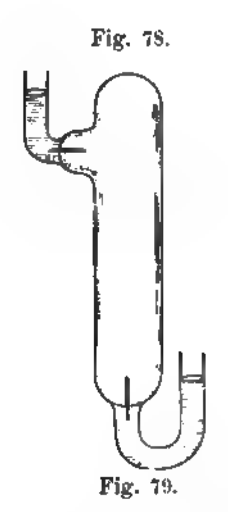


Fig. 79.

Cylinderelectroden versehen. An ihrem hinteren Ende bei B hat sie einen Kolben, in welchem sich die zu verdampfende Flüssigkeit befindet. Daran schliesst sich das Gefäss C, welches die Lösung von Kaliumbichromat in Schwefelsäure enthält und wie oben den Zweck hat, die Fettdämpfe der Pumpenhähne vom Rohr abzuhalten. Am anderen Ende des Geisslerrohrs ist das U-Rohr E angesetzt, welches mit Schwefelsäure gefüllt ist und zur electrolytischen Entwickelung von Sauerstoff dient. D führt zur Pumpe.

Da die aus dem Geisslerschen Rohre austretenden Platindrähte leicht durch den Zug der angehängten Zuleitungsdrähte abbrechen, hat man vielfach über die Einschmelzstelle noch ein Glasröhrchen angeblasen, wie es Fig. 79

1) C. Runge und F. Paschen, Ueber die Serienspectra der Elemente Sauerstoff, Schwefel und Selen. Wiedem. Ann. 61. p. 641—686 (1897).

zeigt, welches mit Quecksilber gefüllt wird. In dies taucht man die Zuleitungsdrähte. Dabei ist nur unbequem, dass die Röhren eine bestimmte Lage haben müssen, damit das Quecksilber nicht ausfliesst.

239. Die Füllung der Geisslerschen Röhren ist keine leichte Aufgabe, sie erfordert viel Geduld, Sorgfalt und Uebung und lässt sich nur unter stetiger Controle mittels des Spectroscops ausführen. In zahlreichen Arbeiten finden sich Bemerkungen darüber, wie die Autoren in den besonderen Fällen gesucht haben, das betreffende Spectrum möglichst rein zu erhalten. Wir können hier nur einige allgemeinere Regeln besprechen. —

Nehmen wir an, dass die eingeführten Gase ganz rein seien, so stammen die am meisten zu fürchtenden Verunreinigungen von der Quecksilberpumpe, mit welcher man evacuirt, und von den Wänden der Glasröhren. Von der Quecksilberpumpe gelangen Hg-Dämpfe in das Geisslerrohr. Da man jetzt die Wellenlängen des Hg-Spectrums mit ziemlich grosser Genauigkeit kennt, so halte ich diese Dämpfe nicht für schädlich und würde mich nicht bemühen, sie zu entfernen, da nur einzelne wenige Linien auftreten, die sehr gut als Normalen zur Bestimmung der Wellenlängen verwendet werden können; nur darf man nicht die Möglichkeit der Anwesenheit von Hg-Linien vergessen. Von Cornu[1]) ist aber eine Methode angegeben, um diese Dämpfe vom Rohr abzuhalten: zwischen Pumpe und Rohr wird ein Gefäss mit Schwefel eingeschaltet, der Schwefelquecksilber bildet. Da aber nun vom Schwefel Dämpfe ins Rohr kommen würden, die schädlicher wären, als die Hg-Dämpfe, so muss noch ein Gefäss mit Cupferspähnen zwischen Schwefelgefäss und Geisslerrohr gebracht werden. —

240. So harmlos, als nach meiner Meinung im allgemeinen die Hg-Dämpfe sind, so störend und schwer zu beseitigen sind Kohlestoffverbindungen. Sie können natürlich in grossen Mengen in die Röhren gelangen, wenn man irgendwo zwischen Pumpe und Rohr eingefettete Stellen hat, Hähne, Schliffstücke oder dergl., und diese sind daher durchaus zu vermeiden; will man nicht alles fest zusammenblasen, eventuell unter Einfügung einer Kundtschen Feder, so benutze man Schliffstücke, die mit Hg gedichtet sind, und statt der Hähne, wenn man sie gar nicht entbehren kann, sogen. Ventilröhren.[2]) Aber dadurch ist man vor Kohlestoffspectren noch lange nicht gesichert: ebenso wie Luft und Wasserdampf sind auch diese Verbindungen an den Wänden der Glasröhren verdichtet, und es scheint, als ob sie am allerschwersten zu entfernen seien. Cornu (l. c.) empfiehlt, zu ihrer Beseitigung das Rohr mit Sauerstoff zu füllen und Entladungen hindurchgehen zu lassen: dabei bildet sich Ozon, welches den Kohlenstoff verbrennt. Ich habe das niemals nöthig gefunden, sondern nach meiner Erfahrung genügt es, das Rohr so weit wie möglich zu evacuiren, während fortwährend Entladungen hindurch gehen, es dann so weit

---

1) A. Cornu, Note sur la construction des tubes à hydrogène. J. de Physique (2) **5**. p. 100—143, 341—354 (1886).

2) Siehe H. Kayser, Wiedem. Ann. **14**. p. 453 (1881).

zu erhitzen, als das Glas es aushält, mit dem zu untersuchenden Gase zu füllen, wieder auszupumpen und zu erhitzen, und das einige Male zu wiederholen, bis alle Spuren der Kohlebanden verschwunden sind. Meist ist das nach dreimaliger Wiederholung erreicht, aber es sieht so aus, als ob einzelne Glassorten die Kohleverbindungen mit ganz besonderer Festigkeit zurückhielten, und bei solchen Röhren tritt, wenn man sie abgeschmolzen hat, nach einiger Zeit wieder die Kohle spectroscopisch sichtbar auf. Bei anderen Röhren dagegen bleibt das Spectrum rein davon, wenn es einmal rein war. Es ist aus diesem Grund am sichersten, wenn man das Geisslerrohr, so lange als man damit arbeitet, in Verbindung mit der Pumpe lässt, um jederzeit von Neuem evacuiren und füllen zu können. Das Zulassen des Gases kann dann durch ein Ventilrohr geschehen, wie es z. B. auch von Cornu (l. c.) beschrieben wird. Die Kohle tritt in manchen Fällen mit solcher Hartnäckigkeit immer wieder auf, dass Piazzi Smyth[1]) sogar die Vermuthung ausspricht, sie stamme von der Kautschukumhüllung der Zuleitungsdrähte, und werde durch den Strom durch die Electroden in das Rohr eingeführt![2]) Sehr energisch geht Ferry[3]) bei der Reinigung seiner Geisslerschen Röhren vor, aber ich bezweifle, ob das Verfahren zu empfehlen sei: er wäscht die Röhren erst mit Alkohol, dann mit Salpetersäure, endlich mit Wasser. Dann füllt er sie mit Sand und destillirtem Wasser und schüttelt sie 6 Stunden lang, was den Zweck haben soll, an den Wandungen sitzende feste Kohlenstoffverbindungen abzureiben. Sie werden dann wieder mit Wasser und Wasserdampf gewaschen, dann mit Wasserstoff ausgespült, endlich werden sie mit O gefüllt und Entladungen hindurch geschickt; erst dann werden sie gefüllt mit dem zu untersuchenden Gase.

241. Ein weiterer, aber nicht so schlimmer Feind ist die Luft, deren Banden namentlich bei kleinen Drucken auch mit grosser Hartnäckigkeit auftreten, aber mit den Kohlebanden zugleich beseitigt werden. Sind sie einmal fort, so kann man sicher sein, dass sie nicht wieder auftreten. Endlich ist die Feuchtigkeit sehr schwer zu beseitigen: Wasserdampf zeigt dabei die Wasserstofflinien: diese wären nun zwar ebenso wenig zu fürchten, wie die Hg-Linien, sie wären vielmehr als Wellenlängen-Normalen sehr willkommen, wenn nicht bei Anwesenheit von Wasserdampf in vielen Fällen die Helligkeit Einbusse erlitte. Es scheint, dass die Leitung dann vorwiegend durch die Wasserstoffmoleceln besorgt wird, und dass daher die andern Moleceln auch viel weniger leuchten. Auch hier führt Geduld zum Ziel, durch wiederholtes Auspumpen, Erhitzen und Zulassen von neuem trockenen Gas kann man die Feuch-

---

1) C. Piazzi Smyth, Trans. Roy. Soc. Edinb. **32**, III. p. 440 (1887).

2) Wegen des leichten Auftretens der Kohlespectren als Verunreinigung sind sie recht häufig als Spectra anderer Substanzen beschrieben worden. So ist z. B. das CO-Spectrum drei Mal als O-Spectrum beschrieben, 1868 von Wüllner (Pogg. Ann. **135**. p. 487—527), 1871 von H. C. Vogel (Ber. d. Kgl. Sächs. Akad. d. W. **23**. p. 285—299), 1879 von Paalzow (Wiedem. Ann. **7**. p. 130—135).

3) E. S. Ferry, On the relation between pressure, current, and luminosity of the spectra of pure gases in vacuum tubes. Physical Review **7**. p. 1—9 (1898).

tigkeit immer beseitigen. Das Trocknen des Gases ist freilich auch nicht so einfach, wie man oft meint: als Trockenmittel[1]) wird entweder Schwefelsäure benutzt, welche in der That in sehr dicken Schichten, durch die das Gas ganz langsam hindurchgeht, recht gut wirkt. Aber dabei werden leicht Tröpfchen von der Säure in das Rohr gelangen, und man findet dann das Spectrum des Schwefels, welches z. B. auf diese Weise von Wüllner[2]) einmal als neues Wasserstoffspectrum beschrieben worden ist. Ein anderes vortreffliches Trockenmittel ist Phosphorpentoxyd; aber erstlich kann man nicht durch einfaches Ueberleiten des Gases Trocknung erzielen, sondern dasselbe muss längere Zeit mit dem Oxyd in Berührung sein; zweitens ist dies Oxyd nicht immer rein, sondern enthält noch unoxydirten Phosphor, und bringt so Phosphordämpfe in das Rohr; endlich aber ist an dem fein vertheilten Pentoxyd bei seiner grossen Oberfläche so viel Gas verdichtet, dass man dadurch wieder alle möglichen Verunreinigungen in die Röhren bekommen kann. Ein radicales Mittel, um Wasserdampf zu beseitigen, hat man in der Anwendung von metallischem Na oder K: bringt man etwas davon in ein Geisslerrohr und erhitzt dessen Wände nach dem Auspumpen, so dass das Metall von einer Stelle zur andern destillirt, so wird überall der Wasserdampf zerlegt, der O vom Metall zur Oxydation verbraucht, und das H lässt sich durch Auspumpen entfernen. — Metallisches Na ist so auch ein sehr gutes Mittel, um Spuren von O zu entfernen[3]); auch N wird dadurch absorbirt, wie zuerst Salet[4]) nachwies; Warburg[5]) konnte das nicht finden, aber Zehnder[6]) zeigte dann, dass die Absorption von N eintritt, wenn etwas Na an die Kathode kommt. — Freilich enthält metallisches Na und K gewöhnlich Kohlenwasserstoffe: aber das lässt sich vermeiden, wenn man nach dem Vorgange von Warburg (l. c.) das Na electrolytisch durch die Glaswand in das Rohr einführt. — Dass übrigens bei dieser Trocknung dann die Linien des Na im Rohr bleiben, ist selbstverständlich, schadet aber wenig, da sie auch sonst, wenigstens bei starken Entladungen, aus dem Glase kommen. — Eine andere Verunreinigung, die ebenfalls aus dem Glase zu kommen scheint und sich daher nicht vermeiden lässt, die aber bisher sehr selten beobachtet ist, bildet Chlor: Wüllner[7]) hatte ein Spectrum als Sauerstoffspectrum be-

---

1) Siehe darüber z. B. Deslandres, Ann. chim. et phys. (6) **15**. p. 5—86 (1888).

2) A. Wüllner, Ueber die Spectren einiger Gase in Geissler'schen Röhren. Pogg. Ann. **135**. p. 497—527 (1868). A. J. Angström, Ueber die Spectren der einfachen Gase. Pogg. Ann. **144**. p. 300—307 (1871). B. Hasselberg, Zur Spectroscopie des Wasserstoffs. Bull. de St. Pétersb. **27**. p. 97—110 (1881).

3) In dieser Art wurde es wohl zuerst von F. Brasack verwandt, siehe: Das Luftspectrum, Abhandl. der naturf. Ges. zu Halle. **10**. p. 25 des Separatabdrucks (1866).

4) G. Salet, Sur le spectre de l'azote et sur celui des métaux alcalins dans les tubes de Geissler. C. R. **82**. p. 223—226, 274—275 (1876).

5) E. Warburg, Ueber eine Methode, Natriummetall in Geissler'sche Röhren einzuführen und über das Kathodengefälle bei der Glimmentladung. Wiedem. Ann. **40**. p. 1—17 (1890).

6) L. Zehnder, Ueber Natriumstickstoff. Wiedem. Ann. **52**. p. 56—66 (1894).

7) A. Wüllner, Ueber die Spectren einiger Gase in Geissler'schen Röhren. Pogg. Ann. **135**. p. 497—527 (1868).

schrieben, welches Ångström [1]) für ein solches des Cl erkannte. Hasselberg [2]) fand dasselbe Spectrum in einer sehr engen Capillare und constatirte, dass es Chlor angehöre; ebenso fand er, dass in einer alten Röhre, die anfangs nur das Spectrum von N gezeigt hatte, plötzlich auch das Chlorspectrum zu sehen war. Er bemerkt [3]), dass, sobald das Spectrum von Na oder Cl hell wird, das Gasspectrum verschwindet.

242. Neue Schwierigkeiten treten durch den Durchgang des Stromes durch die Röhren auf. Dass einige zusammengesetzte Dämpfe oder Gase durch den Funken zersetzt werden, dass dies nicht immer plötzlich geschieht, und daher das Spectrum manchmal im ersten Moment ein anderes ist, als nachher, ist schon von Plücker [4]) bei seinen ersten Versuchen mit Geisslerröhren gefunden worden und ist so selbstverständlich, dass wir es nur nebenbei erwähnen. Manchmal hält ein solcher Dampf schwächere Entladungen oder die Erregung durch electrische Schwingungen aus und zeigt dann das Verbindungsspectrum, während er durch stärkere Entladungen sofort zerfällt wird. — Aber ein grosser Uebelstand entsteht durch die Anwesenheit der Electroden. Sie enthalten occludirte Gase, die sich nicht immer beim Füllen des Rohres entfernen lassen, wenigstens nicht ohne anhaltende Erhitzung. Namentlich Wasserstoff ist stets in den Electroden vorhanden, und in der Litteratur finden sich an zahllosen Stellen Angaben über dessen Auftreten. Zuerst hat wohl Lockyer [5]) das Austreten von Wasserstoff aus allen möglichen Elementen beim Erhitzen im Vacuum beobachtet; er hat diese Thatsache für seine Theorie der Dissociation der Elemente benutzen wollen. Auch Spottiswoode [6]) beschreibt, wie die Gase aus der einen Electrode ausgetrieben werden, in der anderen wieder absorbirt werden können. Ganz besonders oft und eindringlich aber klagt Piazzi Smyth [7]), der freilich nur mit käuflichen Röhren gearbeitet hat — die natürlich für die meisten Zwecke werthlos sind —, über die Veränderlichkeit seiner Röhren; nur zu oft werden die Spectra darin eingeschlossener Substanzen schwächer und schwächer, während das Spectrum des H immer heller wird. Auch er meint, das deute auf eine Dissociation der betreffenden

1) A. J. Ångström, Ueber die Spectra der einfachen Gase. Pogg. Ann. **144**. p. 300—307 (1871).

2) B. Hasselberg, Beiträge zur Spectroscopie der Metalloide. Bull. de St. Pétersb. **27** p. 405—417 (1881).

3) B. Hasselberg, Wiedem. Ann. **15**. p. 45—49 (1882).

4) J. Plücker, Pogg. Ann. **104**. p. 113—128 (1858); ibid. **105**. p. 67—84 (1858); ibid. **107**. p. 497—539, 638—643 (1859); Plücker sagt: „Die meisten Gase erleiden in den Geissler'schen Röhren, wenn der Strom hindurchgeht, Veränderungen; das Gas erleidet Zersetzungen, oder das Gas selbst, oder Bestandtheile desselben, gehen mit der Electrode Verbindungen ein."

5) J. N. Lockyer, z. B. Note on recent spectral observations. Rep. Brit. Ass. 1879. p. 317; Expériences tendants à démontrer la nature composée du phosphore. C. R. **89**. p. 514—515 (1879). Siehe auch J. Parry, Nat. **45**. p. 253—255 (1892).

6) W. Spottiswoode, On the movement of gas in vacuum discharges. Proc. Roy. Soc. **33**. p. 453—455 (1882).

7) C. Piazzi Smyth, z. B. Edinb. Trans. **30**, I. p. 93—160 (1882); Nat. **31**. p. 314—315 (1885); Chem. News **60**. p. 223—224 (1889).

Elemente, die sich in Wasserstoff verwandelten. — Warren de la Rue und Müller[1]) besprechen auch die Austreibung der in den Electroden occludirten Gase durch den Strom. — Callendar[2]) beschreibt Erscheinungen beim Herstellen von Röntgenröhren: Beim Auspumpen treten die H-Linien meist an der Kathode auf, nicht an der Anode, „the hydrogen appeared to be coming out of the metal". Mit dem Inductionsstrom arbeitend gelingt es ihm nicht, sie zum Verschwinden zu bringen, da dieser Strom nur in einer Richtung durchgeht, wohl aber durch Anwendung eines Wechselstroms. Er schliesst: „1. that the hydrogen occluded in the cathode played the part of carrier of the discharge from the metal to the gas. 2. That if there were sufficient occluded hydrogen, there would be little or no sputtering of the Aluminium. 3. That when no hydrogen was present, the discharge was conveyed from the cathode by particles of the metal itself, which were capable of exciting fluorescens of the glas."

243. So wie aus diesen wenigen angeführten Beispielen hervorgeht, dass aus den Electroden Gase in das Geisslerrohr hinein gelangen können, zeigt sich auch sehr häufig die umgekehrte Erscheinung, dass der Gasinhalt aus dem Rohre unter der Einwirkung der Entladungen verschwindet. Ob das Gas sich direct mit den Electroden verbindet, wie einige Autoren sagen, oder ob eine Occlusion der Gase durch das zerstäubte Metall der Electroden, welches den Spiegel im Innern der Rohre bildet, stattfindet, oder ob sich gar chemische Verbindungen zwischen Gas und Metall bilden, — über all das wissen wir nichts. Verschiedene Gase verhalten sich dabei jedenfalls sehr verschieden, ebenso die verschiedenen Metalle, welche man als Electroden anzuwenden pflegt. — In einigen Fällen hat man beobachtet, dass die verschwundenen Gase wieder frei werden, wenn man das Rohr kräftig erhitzt, was für eine Occlusion sprechen würde, ebenso wie die Thatsache, dass die Gase namentlich stark zu verschwinden scheinen, wenn die Electroden verstäuben. —

Es seien wieder einige der Angaben über das Verschwinden der Gase citirt. Schon Plücker[3]) beobachtete, dass O verschwindet, und schob es auf eine Oxydation der Electroden, Piazzi Smyth[4]) fand, dass J und Cl verschwanden; Luedeking[5]) fand dann, dass das J sich mit dem Glase der Röhren verbunden hatte, welche dabei matt geworden waren. Besonders auffallend ist das Verschwinden des N: Newall[6]) hatte ein mit verdünnter Luft gefülltes Rohr mit einer Pumpe in Verbindung, welche Schwefelsäure enthielt. Der Druck betrug 0,13 mm. In 80 Minuten wurde eine Aufnahme des Spec-

1) Warren de la Rue and H. W. Müller, Experimental researches on the electric discharge with the chloride of silver battery. Phil. Trans. **174**, II. p. 477—517 (1883).

2) H. L. Callendar, The behaviour of argon in X-ray tubes. Nat. **56**. p. 624—625 (1897).

3) J. Plücker, Pogg. Ann. **104**. p. 113—128 (1858).

4) C. Piazzi Smyth, Reexamination of the spectra of twenty-three gas-vacuum end-on tubes, after six to ten years of existence and use. Chem. News **60**. p. 223—24 (1889).

5) C. Luedeking, The long-continued action of the electric discharge on jodine. Chem. News **61**. p. 1—2 (1890).

6) H. F. Newall, Note on the spectrum of argon. Proc. Roy. Soc. **57**. p. 346—350 (1895), auch Astrophys. J. **1**. p. 372—376 (1895).

trums gemacht, welche die Banden von N und Cy und die Linien von Hg und H zeigte; in dieser Zeit war der Druck auf 0,085 mm gesunken. Eine zweite Aufnahme in 30 Minuten liess den Druck auf 0,015 mm sinken und zeigte N nur schwach, dafür unbekannte Linien, die sich später als solche des Argon herausstellten. Troost und Ouvrard[1]) füllten N, der A oder He enthielt, in ein Rohr mit Magnesiumelectroden; nach einiger Zeit war der N ganz verschwunden, nach längerem Durchgang des Stromes verschwanden aber auch die anderen Gase; Platinelectroden verhielten sich ebenso. — Die stärkste Absorption ist in den letzten Jahren bei Argon beobachtet worden; die meisten, die mit diesem Gase gearbeitet haben, geben an, dass nach längerem Durchgang des Stromes die Röhren so leer werden, dass sie den Strom nicht mehr hindurchlassen, oder dass die Electroden glühend werden und abschmelzen, wenn man den Strom verstärkt. Nach einigen Beobachtern soll auch in diesem Falle das Gas wieder erscheinen, wenn man das Rohr erhitzt, was ich indessen nicht gefunden habe. In Argon zerstäuben alle Electroden, auch Aluminium, welches ja gewöhnlich diese Erscheinung nicht zeigt.

244. Aus all dem über die Geisslerröhren Gesagten ist zu entnehmen, wie ausserordentlich schwer es ist, aus den von ihnen gegebenen Spectren immer sichere Schlüsse zu ziehen, und welche Mühe die Herstellung zuverlässiger Röhren macht; ohne dass man irgend einen Grund anzugeben wüsste, ändert sich manchmal der Inhalt des Rohres. So sagen Liveing und Dewar[2]), dass häufig plötzlich unbekannte Linien oder Banden erscheinen, und dass dasselbe Rohr zu verschiedenen Zeiten ganz verschiedene Spectra geben könne. Sie haben eine Sauerstoffröhre photographirt, die neben bekannten auch ihnen fremde Linien gab; nach einiger Zeit aber zeigte sie ein ganz anderes Spectrum, wieder später ein drittes, dann aber war wieder das erste Spectrum da. Es darf freilich nicht vergessen werden, wenn man diese Veränderlichkeit der Geisslerröhren bespricht, dass sehr Vieles von unserer mangelhaften Kenntniss der Gasspectra herrührt. Je weiter diese untersucht sind, desto mehr werden die räthselhaften Erscheinungen verschwinden und sich einfach aufklären lassen. Wahrscheinlich würden z. B. solche unbekannten Linien, wie sie in der obigen Notiz von Liveing und Dewar erwähnt sind, sich heute zum Theil durch die neu entdeckten Gase erklären lassen. Man darf auch nicht vergessen, dass, wenn der Druck sich ändert, andere Spectra desselben Gases auftreten können, oder andere Bestandtheile eines Gasgemisches ihr Spectrum zeigen können, worauf wir weiterhin noch eingehen werden. Ebenso können Stärke und Art der Entladung in beiden Beziehungen von Einfluss sein. Séguy[3]) findet, dass in Röhren mit längeren Capillaren der Druck an Anode

1) L. Troost et L. Ouvrard, Sur la combinaison du magnésium avec l'argon et avec l'hélium. C. R. **121**. p. 394—395 (1895).

2) G. D. Liveing and J. Dewar, Investigations on the spectrum of magnesium. Proc. Roy. Soc. **44**. p. 241—252 (1888).

3) G. Séguy, Modification des pressions intérieures exercées dans les récipients clos et vidés, et soumis aux influences des courants électriques. C. R. **127**. p. 385—387 (1898).

und Kathode sehr verschieden sein kann; an der Kathode werde durch das verflüchtigte Metall Gas gebunden. So habe er in einem Rohr von 4 m Länge an der Kathode etwa 1 Millionstel, an der Anode 1 Tausendstel Atmosphäre gehabt.

245. Nachdem wir so in einiger Ausführlichkeit die Herstellung der für Gase gewöhnlich benutzten Geisslerröhren besprochen haben, müssen wir noch ihre Verwendung zur Untersuchung von flüssigen oder festen Körpern kurz erörtern. Schon Plücker[1]) allein und mit Hittorf[2]) untersuchten eine Anzahl Substanzen, die bei so niedrigen Temperaturen verdampfen, dass das Glasrohr dieselben aushält, — wobei es eventuell aus schwer schmelzbarem Glase hergestellt wird, — in Geisslerröhren. Aehnlich hat Salet[3]) mehrfach seine Untersuchungen ausgeführt, und Fig. 80 zeigt seine Versuchsanordnung: die beiden weiteren Theile des Rohrs sind mit äusseren Belegen versehen und werden durch untergestellte Brenner erhitzt. — Man stellt solche Röhren am besten her, indem man an dem Geisslerrohr eine Seitenröhre, eine „Tasche“, anbläst, in welcher sich die feste oder flüssige Substanz befindet. Ist das Rohr so gut wie möglich evacuirt, so erhitzt man den Körper, pumpt den gebildeten Dampf wieder aus, erhitzt abermals u. s. w., spült also auf diese Weise das Rohr mit dem betreffenden Dampfe aus.[4]) Eine andere schlechtere Methode besteht darin, dass man die Substanz — in diesem Falle meist Flüssigkeiten — in eine kleine evacuirte dünnwandige Glaskugel einschmilzt und nach dem Auspumpen des Rohres diese Kugel zertrümmert. Dabei werden aber sehr leicht Verunreinigungen mit eingeführt, und es dürfte schwer sein, nach dieser Methode ganz reine Spectra zu erhalten.

Fig. 80.

246. In manchen Fällen hat es sich als zweckmässig erwiesen, durch die

1) J. Plücker, Pogg. Ann. **107**. p. 497—539, 638—643 (1859).

2) J. Plücker and S. W. Hittorf, On the spectra of ignited gases and vapours, with especial regard to the different spectra of the same elementary gaseous substance. Phil. Trans. **155**. p. 1—29 (1865).

3) G. Salet, Sur les spectre du soufre. C. R. **73**. p. 559—561, 742—745 (1871); Ann. chim. et phys. (4) **28**. p. 37 (1873).

4) Vergleiche die „Cadmiumlampen“ in § 172.

Capillare bei der Beobachtung einen Strom des Dampfes fortwährend hindurchdestilliren zu lassen, also die eine Seite des Rohres kalt zu halten, nur die den Stoff enthaltende zu erhitzen. Man versteht das leicht, wenn man annimmt, dass durch die Entladung der betreffende Stoff zersetzt wird; dann wird durch die fortwährende Zuführung neuen Dampfes das Spectrum der Verbindung auftreten können, welches sonst schnell verschwinden würde. So ist es verständlich, wenn Schuster[1]) auf diese Weise im Geisslerrohr das Spectrum des Ammoniaks erhalten konnte, aber nicht recht zu übersehen ist, warum Eder und Valenta[2]) auf gleiche Weise das Linienspectrum des Hg besser erhalten, als ohne Destillation.

247. Es wurde schon oben bemerkt, dass in einem Gasgemisch nicht immer alle vorhandenen Gase ihr Spectrum zeigen, sondern, dass es von dem Mengenverhältniss derselben, von dem Druck der Gase, von der Art und Stärke der Entladung abhängt, welche Spectra zu sehen sind. Wenn sich auch in der Litteratur zahlreiche Angaben über Verschwinden oder Auftreten von Linien finden, so liegen doch sehr wenig wirkliche Untersuchungen über diese Frage vor. Zuerst hat wohl E. Wiedemann[3]) sich damit beschäftigt, als er bemerkte, dass in einem Wasserstoff und Quecksilber enthaltenden Rohr bei niedriger Temperatur die H-Linien stark, die Hg-Linien schwach waren, bei höherer Temperatur aber sich das Verhältniss umkehrte, so dass die H-Linien verschwanden. Ebenso verhielt sich das Hg mit N. Die Gaslinien sind am längsten an der Kathode sichtbar. Auch metallisches Na mit N oder H in ein Rohr eingeschmolzen verhält sich so, dass bei steigender Temperatur, d. h. Dichte des Metalldampfes, die Gaslinien immer mehr verschwinden. — Jod neben Stickstoff dagegen verhielt sich ganz anders, die Banden des N blieben dauernd sichtbar. Wiedemann schliesst wohl mit Recht aus seinen Versuchen, dass sich die verschiedenen Moleceln in verschiedener Weise an der Electricitätsleitung betheiligen und daher auch verschieden stark Licht emittiren.

Aus demselben Jahre stammt eine Arbeit von Lengyel[4]). Er findet, dass in Gemischen von H und O bei grösserem Drucke nur das Spectrum von H auftritt, selbst wenn nur 10% des Gemisches H sind. Von O erscheinen zuerst die rothen Linien. Bei H + N ist ebenso bei grösserem Druck nur H sichtbar, bei abnehmendem Druck erscheinen zuerst die violetten Theile des N-Spectrums, zuletzt die rothen. Aber N wird schon bei höherem Druck sichtbar, als O. — Bei O + N ist zuerst nur N zu sehen, bei abnehmendem

---

1) A. Schuster, On the spectrum of hydrogen. Rep. Brit. Ass. 1872, Not. & Abstr. p. 38—39, auch Nat. **6**. p. 358—360 (1872).

2) J. M. Eder und E. Valenta, Ueber die verschiedenen Spectren des Quecksilbers. Wien. Denkschr. **61** (1894).

3) E. Wiedemann, Untersuchungen über die Natur der Spectra. Wiedem. Ann. **5**. p. 500—524 (1878).

4) B. Lengyel, Ueber das Spectrum der Gasgemenge. Litter. Ber. aus Ungarn **3**. p. 177—179 (1878).

Druck erscheint auch O. Der Verf. schliesst, dass also sehr oft im Spectrum eines Gasgemisches das Spectrum eines Gases ganz fehlen kann oder eins oder alle Spectra unvollständig sein können.

Ferner haben wir eine Untersuchung von Best[1]) über die Menge eines Gases, welches in einem andern noch spectroscopisch nachweisbar sein soll. Er findet, dass bei Atmosphärendruck 1,1 % N in H zu erkennen sind, bei etwa 260 mm 3,6 %, bei etwa 90 mm 2,5 %. Ferner fand er, dass bei Atmosphärendruck 0,25 % H in N, 0,8 % N in O, 4,5 % O in N sich durch ihr Spectrum bemerklich machen. — Solche Zahlen haben nur eine beschränkte Bedeutung, denn sie beziehen sich auf eine ganz bestimmte Stärke der Entladung und können sich vollkommen ändern, wenn z. B. eine Leidner Flasche eingeschaltet wird. So giebt V. Schumann[2]) an, dass er fast stets in den Wasserstoffröhren die Cyanbande bei 3883 gefunden habe, dass sie aber sofort verschwinde, wenn man die Entladung verstärke: mit einer Leidner Flasche war sie sichtbar, mit zweien nicht mehr. Ebenso sollen die Quecksilberlinien bei sehr starken Entladungen verschwinden.

248. Collie und Ramsay[3]) haben Versuche mit Argon und Helium angestellt: 1 Theil He und 1 Theil H bei 1,74 mm Druck zeigten die rothe Wasserstofflinie brillant, die blaue stark, die violette sichtbar, während von He die rothe schwach, die gelbe sichtbar, die grüne schwach, die violette zweifelhaft war. — Bei 1 Theil He auf 2 Theile H und einem Druck von 2,61 mm war das He-Spectrum unsichtbar; als aber der Druck auf 0,43 mm verringert wurde, war das He-Spectrum stark, bei 0,072 mm war es sehr stark, die rothe Linie vergleichbar mit der des Wasserstoffs, bei 0,012 mm war Helium sogar heller als H, bei 0,00033 mm waren beide Spectra sehr schwach, aber erkennbar. — Bei 1 Theil He und 4 Theile H war das He unsichtbar bei einigen mm Druck; bei 0,73 mm war die gelbe He-Linie grade sichtbar, die grüne stark. Bei weiter abnehmendem Druck wird He immer heller, bei 0,12 mm wird die rothe Linie sichtbar, erreicht aber nicht mehr an Helligkeit die H-Linie. Werden 1 Theil He mit 10 Theilen H gemischt, so erscheint zuerst die grüne Linie bei 1,45 mm, bei 0,24 mm ist auch die gelbe Linie sichtbar. Im Ganzen kann man also sagen, dass im Wasserstoff 10 % He bei kleinem Druck erkennbar sind. Dagegen zeigt sich, dass 1 Theil H in 100000 Theilen He noch leicht zu sehen sind. — Dann werden Versuche gemacht, wie viel N zu He zuzufügen ist, um erkennbar zu sein. Die Resultate sind folgende:

3 % N bei 0,90 mm Druck: N stark,
0,4 „ „ „ 1,02 „ „ „ „
0,4 „ „ „ 0,17 „ „ „ „

1) T. W. Best, On the delicacy of spectroscopic reaction in gases. Manchester Proc. **26**. p. 102—108 (1887).

2) V. Schumann, Investigations on the ultra-violet spectrum. Astron. and Astrophys. **12**. p. 365 (1893).

3) J. N. Collie and W. Ramsay, On the behaviour of argon and helium when submitted to the electric discharge. Proc. Roy. Soc. **59**. p. 257—270 (1896).

0,07 %	bei N	1,04 mm	Druck:	N	sichtbar,
0,07 „	„ „	0,17 „	„	„	„
0,011 „	„ „	1,02 „	„	„	„
0,011 „	„ „	0,17 „	„	„	unsichtbar.

Das Resultat ist, dass 1 Theil N in 10000 Theilen He zu sehen sind. In ähnlicher Weise wird gefunden, dass 10 % He in N noch bemerkbar seien, wobei die grüne He-Linie beobachtet wird, da die gelbe durch N-Linien gestört wird.

Ebenso werden Versuche mit Argon gemacht: es zeigt sich, dass 1 Theil A in 2000 Theilen He nachweisbar sind, dagegen nur 25 % He in A, und zwar nur bei einem Druck, der weder zu gross noch zu klein sein darf. 1 Theil N ist in 1250 Theilen A zu erkennen, wenn der Druck 1 mm beträgt, bei kleinerem Druck nicht; 37 % A sind in N sichtbar. — O schwächt A sehr stark, 2,3 % A sind schwer zu erkennen. — Alle diese Versuche sind mit electrodenlosen Röhren gemacht, weil sonst die Zusammensetzung des Gemisches sich während des Versuches ändern würde.

249. Die genauesten Untersuchungen sind auf diesem Gebiete von Lewis[1]) gemacht, insofern er nicht nur die Sichtbarkeit oder Unsichtbarkeit bestimmter Linien untersucht, sondern ihre Intensitätsänderung bei Zusatz anderer Gase photometrisch verfolgt. Es wird von ihm der Einfluss von Quecksilberdampf auf das Linien- und Banden-Spectrum des Wasserstoffs, der Einfluss von Sauerstoff und Wasserdampf, ferner der Einfluss von Wasserstoff auf Sauerstoff untersucht. Er verwendet ausschliesslich Röhren mit äusseren Electroden, um von den Verunreinigungen innerer Electroden frei zu werden. Die Hauptresultate sind folgende: Kleine Mengen von Hg-Dampf in H bewirken das Auftreten der grünen Hg-Linie. Erst wenn der Partialdruck des Hg unter 0,00002 mm liegt, verschwindet diese Linie. Die Helligkeit der Wasserstoffspectra leidet dabei erheblich. Unterhalb 6 mm Wasserstoffdruck scheinen die relativen Helligkeiten des Wasserstoff- und Quecksilberspectrums ihren relativen Dichtigkeiten proportional zu sein. Bei höheren Wasserstoffdrucken ist die Helligkeit des Hg-Spectrums relativ grösser. Werden zu reinem H 4 % Hg-Dampf beigemischt, so wird die Helligkeit des gesammten H-Spectrums auf weniger als die Hälfte herabgesetzt. — Zuführung von geringen Mengen Sauerstoff zu Wasserstoff bewirkt beträchtliche Veränderungen in der Intensität des H-Spectrums. Bei Wasserstoffdrucken unter 1,5 mm nimmt die Emmission zu; bei höheren Drucken nimmt sie ab. Wasserdampf bewirkt dem Sauerstoff ganz analoge Veränderungen; wahrscheinlich wird Wasserdampf gebildet, wenn Entladungen ein Gemisch von Wasserstoff und Sauerstoff durchsetzen. — Eine sehr kleine Menge von Wasserstoff zu Sauerstoff hinzugefügt, erregt sofort die Emission vorhandenen Quecksilberdampfes.

Lewis meint, die Annahme E. Wiedemanns, der Hg-Dampf leuchte

1) P. Lewis, Ueber den Einfluss kleiner Beimengungen zu einem Gase auf dessen Spectrum. Wied. Ann. **69**. p. 398—425 (1899). Auch Astrophys. J. **10**. p. 137—163 (1899).

so stark, weil er hauptsächlich die Electricität fortführe, könne nicht richtig sein, und stellt eine neue Hypothese auf. Er schreibt: „Hr. Prof. Warburg brachte mich auf den Gedanken, dass die Emission möglicherweise eine secundäre Folge des Stromes sei, indem der Strom in erster Linie eine Art unsichtbarer Strahlen hervorbringe (nach Art der Kathodenstrahlen). In der Absorption dieser Strahlen liegt die Bedingung des Leuchtens. Falls nun die Strahlen durch den Quecksilberdampf besonders stark absorbirt werden, lässt sich dadurch seine spectroscopische Empfindlichkeit, sowie auch seine Eigenschaft, das Wasserstoffspectrum abzuschwächen, sehr wohl erklären."

Das sind alle zahlenmässigen Angaben, die ich in der Litteratur habe finden können. Es wäre sehr dankenswerth, wenn ähnliche Untersuchungen, wie die letzten, auch für andere Gase und Dämpfe sorgfältig angestellt würden, es würden dadurch vermuthlich so manche räthselhafte Erscheinungen aufgeklärt werden, die sonst nur zu leicht zu Hypothesen Veranlassung geben.

Fig. 81.

Eine andere Frage, die ich auch bei dieser Gelegenheit berühren möchte, und die mir einer genaueren Untersuchung sehr werth scheint, ist folgende: In § 242 ist von der Zerlegung der Gase durch die Entladungen gesprochen; andererseits wissen wir, dass der Funke vielfach Verbindungen von Gasen einleitet. Wir haben also zwei sich entgegen arbeitende Wirkungen. So wird Wasserstoff und Sauerstoff durch einen Funken zu Wasserdampf vereinigt, während Entladungen durch Wasserdampf uns Linien des Wasserstoffs und Sauerstoffs zeigen, also zweifellos dissociirend wirken. Es wird jedenfalls vom Druck, von der Temperatur, von der Menge der einzelnen Producte, auch von der Stärke und Art der Entladungen abhängen, welche der beiden Wirkungen eintritt; aber wir wissen über alle diese Verhältnisse noch so gut wie gar nichts. Es wäre gewiss lohnend, diese Erscheinungen für verschiedene Gase, wie Wasserdampf, Amoniak, Kohlensäure u. s. w. genauer zu verfolgen, und es würden sich dadurch manche räthselhafte Erscheinungen aufklären.

250. Für solche Untersuchungen kann man sich, wenn die Absorption der Electroden nicht zu fürchten ist, einfacherer Apparate bedienen, als zur Feststellung der Spectra der Elemente nöthig sind. Einen derartigen Apparat von Young und Darling[1]) zeigt Fig. 81: das Geisslerrohr a ist direct an einen kleinen durch Quecksilber versperrten Gasbehälter angeblasen, und dazwischen ist ein mittelst Dreiweghahns zugängliches Seitenrohr b zur Pumpe angefügt. Zu gleichem Zwecke, d. h. zur ungefähren Untersuchung der Gase beschreibt auch Berthelot[2]) eine freilich ganz unbrauchbare Vorrichtung.

1) J. Young and Ch R. Darling, A method of transfering gases to vacuum-tubes for spectroscopic examination. Chem. News **72**. p. 39 (1895).

2) M. Berthelot, Nouvel appareil pour l'application de l'analyse spectrale à la reconnaissance des gaz. C. R. **124**. p. 525—528 (1897).

251. Eine eigenthümliche Erscheinung einiger Geisslerröhren sei hier noch erwähnt, das Nachleuchten oder Phosphoresciren, nachdem der Strom hindurchgegangen ist. E. Becquerel[1]) spricht zuerst davon, indem er bemerkt, Röhren mit O zeigten ein solches Nachleuchten. Es scheint, dass Geissler damals absichtlich nachleuchtende Röhren hergestellt habe, wenigstens theilt Riess[2]) mit, dass er eine solche Röhre von Geissler besitze, welche 20 Secunden lang nachleuchte, und sagt, er habe immer nur sehr schwache Entladungen durchgehen lassen, da in anderen Röhren durch starke Ströme das Nachleuchten vernichtet worden sei. Nach Geisslers Angabe enthielten die Röhren wasserfreie Schwefelsäure, und es war ein Tropfen in der Riessschen Röhre zu sehen. Darauf suchte Morren[3]) den Ursprung der Erscheinung aufzuklären und fand, dass ein reines Gas nie nachleuchte, ein Gemisch von 37 Theilen N und 100 Theilen O schwach leuchte. Sehr stark werde das Licht, sobald schweflige Säure oder Schwefelsäure zugegen sei. Die Phosphorescenz beruhe auf der Zerfällung der Verbindung $NO_3 + 2SO_3$ in NO_3 und $2SO_3$ durch die Entladungen und darauf folgende Wiedervereinigung, die mit Lichtentwickelung verbunden sei. Das Nachleuchten könne mehr als eine Minute andauern. — Zu einem andern Resultat gelangte Sarasin[4]) durch freilich sehr unreine Versuche: er meint, dass O allein die Phosphorescenz zeige und alle Gase, die O enthalten. Das Nachleuchten verschwinde, wenn man das durch die Entladungen erzeugte Ozon durch absorbirende Substanzen beseitige. Das Leuchten sei also hervorgerufen durch die Bildung von Ozon oder O in statu nascendi, und die starken Oxydationen, welche diese Gase hervorrufen. De la Rive[5]) stimmt dieser Erklärung zu, während Morren[6]) sie wegen der Unreinheit der Versuche nicht als bewiesen betrachtet. — Warburg[7]) will untersuchen, ob nicht vielleicht das Nachleuchten durch secundäre Entladungen zwischen den Glaswänden entstehe. Er öffnet daher ein nachleuchtendes Rohr plötzlich an einem Ende, so dass Luft einströmt, und findet, dass dabei das leuchtende Gas am andern Ende des Rohrs zusammengedrängt wird. Es ist also wirklich ein Vorgang nur im Gase, und Warburg nimmt auch an, dass es ein chemischer Vorgang sei, wodurch, wie mir scheint, auch erwiesen wäre, dass die Erscheinung

1) E. Becquerel, Recherches sur divers effets lumineux .... Ann. chim. et phys. (3) **57**. p. 40—124 (1859).

2) P. Riess, Geissler's nachleuchtende Röhren. Pogg. Ann. **110**. p. 523—524 (1860).

3) Ch. Morren, C. R. **53**. p. 794—795 (1861); Ann. chim. et phys. (4) **4**. p. 293—305 (1865); C. R. **68**. p. 1260—1262 (1869).

4) E. Sarasin, De la phosphorescence des gaz raréfiés après le passage de la décharge électrique. Arch. des sc. phys. et nat. (2) **34**. p. 243—254 (1869), auch Ann. chim. et phys. (4) **19**. p. 180—190 (1870).

5) A. de la Rive, Observation sur la notice de M. Sarasin relative à la phosphorescence des gaz raréfiés. Ann. chim. et phys. (4) **19**. p. 191—192 (1870).

6) Ch. Morren, Sur la phosphorescence produite par le passage des courants électriques dans les gaz raréfiés. C. R. **68**. p. 1033—1035, 1260—1262 (1869); Ann. chim. et phys. (4) **19**. p. 390—392 (1870).

7) E. Warburg, Sur la phosphorescence des tubes de Geissler. Arch. des sc. phys. et nat. (3) **12**. p. 504—505 (1884).

in einem reinen Gase nicht zu Stande kommen kann. — Dann erwähnt gelegentlich J. J. Thomson[1]) die Erscheinung als im Sauerstoff auftretend, das Leuchten werde schwächer bei gesteigerter Temperatur, das Spectrum des Lichtes sei continuirlich. — Letzteres findet auch Kirn[2]): das Spectrum verkürze sich schnell von beiden Enden aus, so dass am längsten ein grauer Streif von 5350 bis 4950 übrig bleibe. Séguy[3]) endlich giebt an, das Nachleuchten zeige sich auch in N, wenigstens bei Gegenwart eines Metallchlorürs.

Man kann somit nicht sagen, dass die Erscheinung des Nachleuchtens vollständig aufgeklärt wäre.

---

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) **32**. p. 321—336, 445—464 (1891).

2) C. Kirn, Ueber die Aehnlichkeit der Lichtemission einer nachleuchtenden Geissler-schen Röhre mit dem Beginn des Glühens fester Körper. Wiedem. Ann. **52**. p. 381—384 (1894).

3) G. Séguy, Sur un phénomène de phosphorescence obtenu dans des tubes contenants de l'azote raréfiés, après le passage de la décharge électrique. C. R. **121**. p. 198—199 (1895).

KAPITEL III.

PRISMEN.

ERSTER ABSCHNITT.

Theorie der Prismen.[1])

252. Unter den Apparaten, die zur Zerlegung zusammengesetzter Strahlung in ihre Componenten, zur Erzeugung eines Spectrums dienen, ist das Prisma der älteste. So kommt es, dass die Entwicklung der Anwendung und Theorie dieses Instrumentes aufs engste verknüpft ist einerseits mit der Geschichte der Spectralanalyse, andererseits mit den Fortschritten der allgemeinen Theorie der optischen Instrumente. Für den ersten Zusammenhang verweisen wir auf das Kapitel „Geschichte der Spectralanalyse"[2]); hinsichtlich des zweiten fehlt es bisher an einem in die neuere Zeit reichenden Geschichtswerke. Für die ältere Zeit sind zu nennen: Priestley[3]), Wilde[4]), Littrow[5]) und Cantor[6]), für die neuere die historischen Anmerkungen in der Theorie der optischen Instrumente von Czapski[7]), einem Werke, das auch in dieser Hinsicht an der Spitze steht.

Die Theorie der Prismen findet sich mehr oder weniger ausführlich dargestellt in den meisten Lehrbüchern der Physik, Optik und Spectralanalyse; die einzige erschöpfende Darstellung[8]) ist jedoch diejenige von Czapski.[9])

253. Eine erste Annäherung an die Theorie der Prismen als optischer Instrumente liefert uns die Annahme eines einzelnen Strahls, eine Annahme, welche zugleich die am meisten gebrauchte Anordnung darstellt, bei der ausschliesslich ebene Wellen benutzt werden, und es sich nur um Aenderung und Bestimmung von Richtungen handelt. Dabei wollen wir zunächst von den Aenderungen, welche der Brechungsexponent von Farbe zu Farbe erfährt, ebenso wie von der Function, welche diesen Zusammenhang darstellt, absehen, nur Licht von ein und derselben Wellenlänge benutzen, und die diesem in den

---

1) Das dritte Kapitel, über die Prismen, ist von Dr. H. Konen in Bonn geschrieben.

2) Kapitel I, man vergl. auch Kap. V.

3) J. Priestley, Geschichte der Optik, aus dem Englischen übersetzt und mit Anmerkungen und Zusätzen versehen von J. S. Klügel. Leipzig 1775.

4) C. Wilde, Geschichte der Optik. Berlin bei Rücker und Pückler 1838.

5) J. J. Littrow, Dioptrik. Wien bei Wallishausser 1830.

6) M. Cantor, Vorlesungen über Geschichte der Mathematik. Leipzig bei Teubner 1898.

7) S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente in Winkelmann's Handbuch d. Physik. Bd. II, 1. Breslau bei Trewendt 1894.

8) Vergl. J. Scheiner, Spectralanalyse der Gestirne. Leipzig bei Engelmann 1890.

9) S. Czapski, l. c. p. 151f.

verschiedenen Medien zukommenden Brechungsexponenten n_1 etc. als constant betrachten.

Der einfachste Fall unserer Aufgabe ist nun der eines einzelnen Prismas in Luft. Wir nehmen an, die beiden Begrenzungsebenen des Prismas seien beliebig gross, die brechende Substanz sei isotrop, und der Lichtstrahl bewege sich in einer Ebene senkrecht zur brechenden Kante, einem Hauptschnitt.

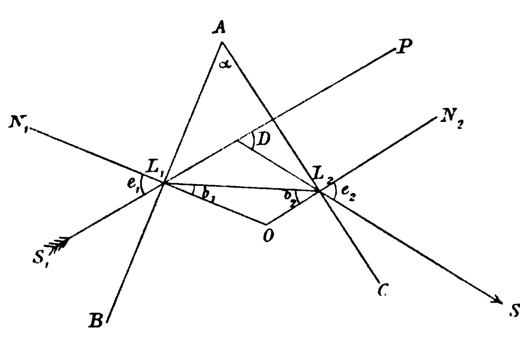


Fig. 82.

Alsdann folgt aus dem Brechungsgesetz, dass er auch nach der Brechung seinen Weg im Hauptschnitt fortsetzen wird. Die Fig. 82 stelle diesen Hauptschnitt dar; α sei der Winkel des Prismas, $S_1 S_2$ der betrachtete Strahl; Einfallslothe seien N_1 und N_2; die Winkel an der ersten Fläche mögen e_1 und b_1, die an der zweiten b_2 und e_2 heissen; der gegen Luft gemessene Brechungsexponent sei > 1; die Ablenkung des gebrochenen Strahles von seiner ursprünglichen Richtung heisse D. Dann ist

$$\sin e_1 = n \sin b_1 \tag{1}$$
$$\sin e_2 = n \sin b_2 \tag{2}$$
$$\alpha = b_1 + b_2 \quad \text{und} \tag{3}$$
$$D = e_1 - b_1 + e_2 - b_2 = e_1 + e_2 - \alpha \tag{4}$$

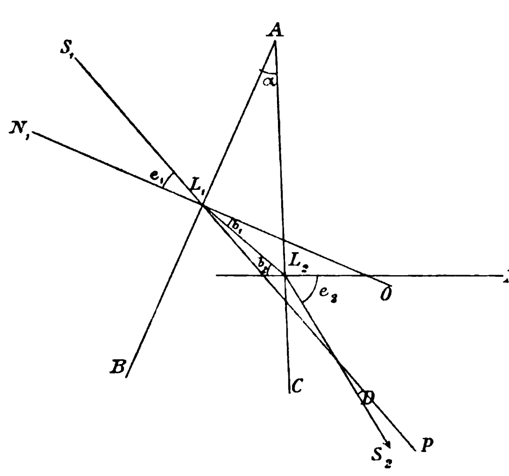


Fig. 83.

Durch die Gleichungen (1), (2), (3) ist der Gang des Strahles vollständig bestimmt. Man sieht ferner durch die Betrachtung von Fig. 83, dass die Gleichungen (1), (2), (3), (4) auch gültig bleiben, wenn der Strahl S im Quadranten N L A eintritt, sofern man nur in diesem Falle die Winkel e und b negativ zählt. Ebenso ist klar, dass alle Strahlen, die im negativen Quadranten eintreten, im positiven austreten müssen, während für die im positiven eintretenden, je nach den Umständen, beides stattfinden kann. Die Ablenkung erfolgt dabei, wie sich leicht geometrisch zeigen lässt[1]), und wie auch aus dem weiterhin zu erbringenden Nach-

1) Z. B. R. S. Heath, Geometrische Optik, aus dem Englischen übersetzt von Kanthack. Berlin bei Springer 1894. p. 25.

weis eines Minimums der Ablenkung hervorgeht, für den vorausgesetzten Fall $n > 1$ stets nach der dickeren Seite des Prismas hin.

254. Ohne Einschränkung sind jedoch die Gleichungen (1) bis (4) nicht gültig; es müssen vielmehr die darin vorkommenden Grössen innerhalb gewisser Grenzen liegen, wenn S ohne Reflexion an einer dritten Fläche das Prisma verlassen soll. b_1 und b_2 haben die obere Grenze $b' = \arc\sin \frac{1}{n}$.

Ist $b_1 = b'$, so haben wir streifenden Eintritt; es wird

$$b_2 = \alpha - b', \ \sin b_2 = \sin\alpha \cos b' - \cos\alpha \sin b'$$

$$\sin b_2 = \sin\alpha \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}} - \cos\alpha \frac{1}{n}$$

$$n \sin b_2 = \sin\alpha \sqrt{n^2 - 1} - \cos\alpha \quad \text{oder nach (2)}$$

$$(5) \qquad \sqrt{n^2 - 1} = \frac{\sin e_2 + \cos\alpha}{\sin\alpha}$$

Ist $b_2 = b'$, so findet streifender Austritt statt, und es wird

$$\sqrt{n^2 - 1} = \frac{\sin e_1 + \cos\alpha}{\sin\alpha}$$

Auf diesen beiden Gleichungen beruht die Methode von Kohlrausch, die Constante n zu bestimmen.[1])

Wie Gleichung (3) zeigt, kann nach dem vorigen α niemals grösser sein als $2b'$. Ist $\alpha = 2b'$, so findet nur streifender Ein- und Austritt statt; der Strahl durchsetzt das Prisma symmetrisch und die Ablenkung D' ist $180^0 - \alpha'$. Die Grenzwerthe für α sind z. B. nach Czapski[2]) für

n =	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	1,9	2
α'	100°34'	91°10'	83°37'	77°22'	72°4'	67°30'	63°30'	60°
D'	79°56'	88°50'	96°23'	102°38'	107°56'	112°30'	116°30'	120°

Ist $b' < \alpha < 2b'$, so darf nach (3) kein Strahl mehr im negativen Quadranten eintreten, keiner wird mehr im negativen austreten.

Ist einer der Winkel $e = 0$, so hat man die Specialfälle des senkrechten Ein- oder Austrittes. Es wird, wenn $e_1 = 0$,

$$(6) \qquad b_2 = \alpha, \ D = e_2 - \alpha, \ n = \frac{\sin e_2}{\sin\alpha} = \frac{\sin(D + \alpha)}{\sin\alpha},$$

eine Gleichung, die dem Meyersteinschen Verfahren[3]) zur Bestimmung von n zu Grunde liegt.

Der dritte, wichtigste Specialfall ist derjenige, bei dem das Prisma symmetrisch von dem Strahle durchlaufen wird. Er ist zugleich dadurch ausgezeichnet, dass D bei ihm seinen Minimalwerth erhält. Es ist alsdann

---

1) F. Kohlrausch, Ueber Prismenbeobachtungen mit streifend einfallendem Licht und über eine Abänderung der Wollaston'schen Bestimmungsmethode für Lichtbrechungsverhältnisse. Wied. Ann. **16**. p. 603—610 (1882).

2) S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1894. p. 154.

3) M. Meyerstein, Methode zur Bestimmung des Brechungscoefficienten. Pogg. Ann. **114**. p. 140—144 (1861).

$$e_1 = e_2, \quad b_1 = b_2, \quad D = 2e - \alpha, \quad e = \frac{D + \alpha}{2}, \; b = \frac{\alpha}{2}$$

$$n = \frac{\sin \frac{D + \alpha}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}. \tag{7}$$

Auf Grund dieser Formel hat Fraunhofer zuerst seine Messungen von Brechungsexponenten ausgeführt.[1] Sie ist die am meisten angewendete.

255. Um allgemein aus drei von den Grössen α, e, b, n die vierte zu berechnen, bringen wir die Gleichungen (1), (2), (3) auf etwas andere Form. Aus (1) und (2) erhält man

$$\sin e_1 + \sin e_2 = n (\sin b_1 + \sin b_2)$$
$$\sin e_1 - \sin e_2 = n (\sin b_1 - \sin b_2)$$

oder

$$(8) \quad \begin{aligned} \sin \frac{e_1 + e_2}{2} \cos \frac{e_1 - e_2}{2} &= n \sin \frac{b_1 + b_2}{2} \cos \frac{b_1 - b_2}{2} \\ \sin \frac{e_1 - e_2}{2} \cos \frac{e_1 + e_2}{2} &= n \sin \frac{b_1 - b_2}{2} \cos \frac{b_1 + b_2}{2} \end{aligned}$$

und aus diesen durch Division und Multiplication

$$\frac{\operatorname{tg} \frac{e_1 + e_2}{2}}{\operatorname{tg} \frac{e_1 - e_2}{2}} = \frac{\operatorname{tg} \frac{b_1 + b_2}{2}}{\operatorname{tg} \frac{b_1 - b_2}{2}} \tag{9}$$ und

$$\frac{\sin (e_1 + e_2) \sin (e_1 - e_2)}{\sin (b_1 + b_2) \sin (b_1 - b_2)} = n^2 = \frac{\sin (D + \alpha) \sin (e_1 - e_2)}{\sin \alpha \sin (b_1 - b_2)} \tag{10}$$

Aus (9) findet man b_1 und b_2, wenn e_1, e_2 und α gegeben sind, da nach (3) $b_1 + b_2 = \alpha$; aus (8), das man

$$\sin \frac{D + \alpha}{2} = n \sin \frac{\alpha}{2} \; \frac{\cos \frac{b_1 - b_2}{2}}{\cos \frac{e_1 - e_2}{2}} \tag{11}$$

schreiben kann, oder aus (10) lässt sich dann gleichfalls n berechnen. Die genannten Gleichungen reduciren sich für symmetrischen Durchgang auf Gleichung (7).

256. Es erübrigt noch den Gang der Ablenkung D zu besprechen.[2] D hat seinen grössten Werth bei streifendem Eintritt im positiven Quadranten, oder bei streifendem Austritt; lässt man e_1 mit dem Werthe 90⁰ beginnen und dann abnehmen, so nimmt auch D ab, erreicht ein Minimum, und nimmt wieder zu, wenn e weiter abnimmt, um seinen Anfangswerth zu erreichen für den Werth von e_1, der dem streifenden Austritt entspricht.

---

1) J. Fraunhofer, Bestimmung des Brechungs- und Farbenzerstreuungsvermögens verschiedener Glassorten, in Bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernröhre. Gilbert's Ann. **56**. p. 264—313 (1817) (frei ausgezogen aus den noch nicht ausgegebenen Denkschriften der Münchener Akad. d. Wiss. auf die Jahre 1814 und 1815). Denkschriften der Münch. Akad. d. Wiss. **5**. p. 193—226 (1817).

2) Vergl. A. Mousson, Ueber Spectralbeobachtungen. Pogg. Ann. **112**. p. 430 (1861).

Ist z. B. $n = 1{,}5$, $\alpha = 30^0$, so hat man:

$e_1 =$	90°	48°36′	22°51′	0	— 17° 32′
$D =$	42°8	18°36′	15°42′	18°36′	42°8′
$e_2 =$	— 17°32′	0	22°51′	48°36′	90°

Damit D ein Minimum sei, muss $\frac{d\,(D)}{d\,b_1} = 0$ und zugleich $\frac{d^2(D)}{d\,b_1^2} > 0$ sein. Führen wir die Rechnung aus, so ist

$$\frac{d\,(D)}{d\,b_1} = \frac{d\,(e_1 + e_2 - \alpha)}{d\,b_1}$$

$$= \frac{d\,[\text{arc}\sin\,(n\sin b_1) + \text{arc}\sin\,(n\sin\alpha - b_1) - \alpha]}{d\,b_1} = 0$$

oder

$$n\left(\frac{\cos b_1}{\sqrt{1 - n^2\sin^2 b_1}} - \frac{\cos\,(\alpha - b_1)}{\sqrt{1 - n^2\sin^2\,(\alpha - b_1)}}\right) = 0$$

Das giebt, wenn man den cos durch den sin ausdrückt,

$$(n^2 - 1)\sin^2 b_1 = (n^2 - 1)\sin^2\,(\alpha - b_1) \qquad \text{oder}$$

$$b_1 = \alpha - b_1 \quad \text{und} \quad b_1 = \frac{\alpha}{2} = b_2.$$

Es giebt also einen und nur einen Grenzwerth von D und dieser findet bei symmetrischem Durchgang statt.

Bilden wir ferner $\frac{d^2\,(D)}{d\,b_1^2}$ und setzen $b_1 = \frac{\alpha}{2}$, so kommt nach gehöriger Reduction

$$\frac{d^2\,(D)}{d\,b_1^2} = \frac{n^2 - 1}{\left(1 - n^2\sin^2\frac{\alpha}{2}\right)\sqrt{1 - n^2\sin^2\frac{\alpha}{2}}}.$$

Da alle Factoren des Bruches positiv sind vermöge der Annahme $n > 1$, so ist $\frac{d^2\,(D)}{d\,b_1^2}$ gleichfalls positiv, und der gefundene Grenzwerth ein Minimum.

Ist der brechende Winkel sehr klein, so vereinfachen sich unsere Gleichungen.[1]) Da nach (4)

$e_2 = \alpha + D - e_1$, so ist $\sin\,(\alpha + D - e_1) = \sin e_2 = n\sin b_2 = n\sin\,(\alpha - b_1)$, und weil α, somit auch D, klein,

$$(\alpha + D)\cos e_1 - \sin e_1 = n\,\alpha\cos b_1 - n\sin b_1 \quad \text{oder}$$

$$12) \qquad D = \alpha\left(n\frac{\cos b_1}{\cos e_1} - 1\right).$$

Ist auch e_1 sehr klein, so erhält man mit Vernachlässung höherer Potenzen $D = (n - 1)\,\alpha$. In diesem Falle ist also D vom Einfallswinkel unabhängig.

257. Der Strahlengang im Hauptschnitt eines Prismas, sowie der Satz vom Minimum sind seit Newton[2]) bekannt. Es sind seitdem in Lehrbüchern

1) Z. B. Heath, Geometrische Optik. Berlin 1894. p. 32.

2) J. Newton, Lect. opt. London 1729. P. I. Sect. II. Art. 31.

und Abhandlungen die verschiedensten Wege zur Erledigung jenes Themas eingeschlagen worden, und namentlich zahllose geometrische und elementare Beweise des Minimumsatzes angegeben worden.[1]) Eine ziemlich vollständige

1) L. Euler, Réflexions sur la manière d'examiner la réfraction du verre par le moyen des prismes. Hist. de l'acad. de Berl. **22**. Année 1776. p. 202. — L. Euler, Dioptrica Petropoli 1769. I. p. 318. — G. S. T. Gehler, Physikalisches Wörterbuch. Bd. III. Leipzig 1790. p. 554, dass. Neubearbeitung. Bd. 7. Leipzig 1834. p. 928. — A. Burja, De la route de la lumière qui traverse un prisme transparent avec des applications aux prismes achromatiques et aux lunettes achromatiques. Mem. Acad. Cl. math. Berlin 1798. p. 3—36. — E. Bary, Lettre aux Rédacteurs sur la détermination élémentaire du minimum de déviation qu'un rayon de lumière homogène puisse subir en traversant un prisme donné. Ann. chim. et phys. (2) **47**. p. 88—95 (1831); Pogg. Ann. **26**. p. 170—175 (1832). — E. Reusch, Die Lehre von der Brechung und Farbenzerstreuung des Lichtes an ebenen Flächen und in Prismen, in mehr synthetischer Form dargestellt. Pogg. Ann. **117**. p. 241 (1862). — R. Radau, Bemerkungen über Prismen. Pogg. Ann. **118**. p. 452 (1863). — R. L. Bauer, Ueber die Brechung des Lichtes und des Minimums der prismatischen Ablenkung. Pogg. Ann. **131**. p. 472—479 (1867). — R. L. Bauer, Ueber das Minimum der prismatischen Ablenkung eines Lichtstrahls. Carl's Repert. **3**. p. 28, 34, 377 (1867). — F. W. Eisenlohr, Ueber das Brechungsgesetz. Zs. Math. Phys. **12**. p. 438 (1867). — R. Radau, Ueber das Minimum der prismatischen Ablenkung. Carl's Rep. **4**. p. 184 (1868). — E. Kahl, Elementarer Beweis des Satzes, dass das Minimum der Ablenkung eintritt etc. Zs. Math. Phys. **12**. p. 176—180 (1867). — R. L. Bauer, Bemerkung über das Minimum der prismatischen Ablenkung. Pogg. Ann. **132**. p. 658 (1868). — R. Most, Ueber die Minimalablenkung des Lichtstrahls bei symmetrisch aufgestellten Prismen. Pogg. Ann. **139**. p. 505 (1870). — R. Most, Nachtrag zu dem Aufsatz: Ueber die Minimalablenkung etc. Pogg. Ann. **141**. p. 601 (1870). — A. Kurz, Ueber das Minimum der prismatischen Ablenkung. Pogg. Ann. **140**. p. 658 (1870). — O. Fabian, Bemerkung über die Bedingung der kleinsten prismatischen Ablenkung der Lichtstrahlen. Carl's Rep. **9**. p. 84—87 (1873). — E. Lommel, Elementare Behandlung einiger optischen Probleme. Pogg. Ann. **156**. p. 578 (1878). — E. Lommel, Ueber die kleinste Ablenkung im Prisma. Pogg. Ann. **159**. p. 329 (1876). — F. W. Berg, Ueber die kleinste Ablenkung im Prisma. Pogg. Ann. **158**. p. 651—653 (1876). — E. Lommel, Ueber die kleinste Ablenkung im Prisma. Carl's Rep. **13**. p. 287 (1877). — H. Vogt, Geometrische Beweise des Satzes von der Minimalablenkung im Prisma. Zs. Math. Phys. **33**. p. 111—112 (1885). — R. Ferrini, Rev. Scient. Ind. **11**. p. 493. 1879*, Beibl. 4. p. 273. — F. Kessler, Jahresbericht der Gewerbeschule zu Bochum für 1880*. Auch Wied. Ann. **15**. p. 333—334 (1882). — N. A. Hesehus, J. soc. phys. chim. russe **12**. p. 226—231 (1880)*. J. de phys. **10**. p. 419 (1881). — R. H. Schellbach, Das Minimum der Ablenkung eines Lichtstrahles im Prisma. Wied. Ann. **14**. p. 367 (1881). — A. Kurz, Der das Prisma durchsetzende Strahlenbüschel. Rep. d. Phys. **19**. p. 557 (1889). — K. Kraiewitsch, J. soc. phys. chim. russe **16**. p. 8—13, 269—271 (1884)*. J. de phys. (2) **4**. p. 589 (1885). — Wolkoff, J. soc. phys. chim. russe **16**. p. 174 (1884)*, J. de phys. (2) **4**. p. 889 (1885). — Rosenberg, J. soc. phys. chim. russe **16**. p. 267 (1884)*, J. de phys. (2) **4**. p. 589—591 (1885). — Piltschikoff, J. soc. phys. chim. russe **16**. p. 539—552 (1884)*, J. de phys. (2) **4**. p. 589 (1885). — Siloff, J. soc. phys. chim russe **16**. p. 1868 (1884)*, J. de phys. (2) **4**. p. 589—591 (1885). — Vanni, Riv. scient. ind. **16**. p. 47—49 (1883)*. Beibl. **8**. p. 766. — Buzzolini, Riv. scient. ind. **15**. p. 302—306 (1883)*. Beibl. **8**. p. 211. — W. Lermontoff, J. soc. phys. chim. russe **18**. p. 12 (1886)*. Beibl. **11**. p. 32 (1887). — K. H. Schellbach, Beiträge zur geometrischen Optik. Zs. phys. chem. Unt. **1**. p. 185—193, 229—250 (1888). — S. Stempniewsky, Ueber eine Folgerung aus dem Gesetz der einfachen Lichtbrechung. Spaczynsky Journ. **6**. p. 186—188 (1889)*, Fortschr. **45**. (2) p. 38—39 (1889). — W. Hess, Ueber einige einfache Gesetze, welchen der durch ein Prisma gehende Lichtstrahl gehorcht, und über das Minimum der Ablenkung. Wied. Ann. **36**. p. 264—269 (1889). — M. Koppe, Das Minimum der Ablenkung b. Prisma. Zs. phys. chem. Unt. **3**. p. 76—78 (1889). — Fr. C. G. Müller, Der Satz vom Minimum der Ablenkung beim Prisma. Zs. phys. chem. Unt. **3**. p. 247 (1890). — A. W. Gravelaar, Das Minimum der Ablenkung eines Lichtstrahles durch ein homogenes Prisma. Zs. phys. chem. Unt. **3**. p. 246 (1890). — A. Kurz, Minimum der prismatischen Ablenkung. Exner's Rep. **26**. p. 177 (1890). — J. H. Kirkby, Refraction through a prism. Nat. **44**. p. 294 (1891). —

Uebersicht und Classificirung derselben bis zum Jahre 1889 findet man bei Hess.[1])

Wir begnügen uns damit, die Construction anzuführen, die zuerst von Reusch[2]) gegeben, dann von Radau[3]) selbständig zum zweiten Male gefunden, vielfach unter dem Namen des letzteren geht.[4])

Es sei in Fig. 84 ABC der Hauptschnitt des Primas. Wir betrachten einen Strahl SX des parallelen Bündels, der unmittelbar an der Kante durchgeht. An ihm können wir dann alle Richtungsänderungen des Bündels verfolgen. Ist n der Brechungsexponent der Prismensubstanz, so beschreiben wir um B als Centrum zwei Kreise mit den Radien 1 und $\frac{1}{n}$. Es sei $BM = 1$, $BD = \frac{1}{n}$. Von D fällen wir das Perpendikel DE auf die Verlängerung von AB. Es schneidet den Kreis 1 in F; BF giebt uns die Richtung des gebrochenen Strahles im Prisma. Nun ziehen wir FG ⊥ BC; FG schneide den Kreis $\frac{1}{n}$ in H; dann ist BHX die Richtung des an der zweiten Fläche gebrochenen Strahles.

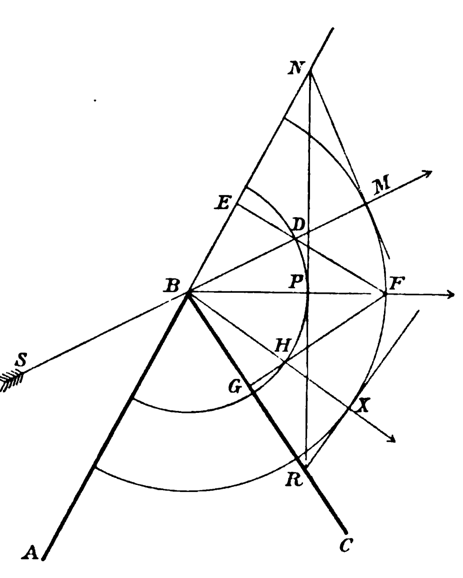


Fig. 84.

Beweis: ∢ BDE ist Einfallswinkel an der ersten Prismenebene, ∢ BFE Brechungswinkel; $\frac{\sin BDE}{\sin BFE} = \frac{BF}{BD} = n$ und analog an der zweiten Ebene

$$\frac{\sin BHG}{\sin BFG} = \frac{BF}{BH} = n.$$

Die Construction von Reusch ist mehrfach zur Demonstration des Strahlenganges benutzt worden, zuerst wohl von Trotter.[5]) Eine von

A. Kurz, Die kleinste Ablenkung im Prisma. Zs. Math. Phys. **37**. p. 317 (1892). — Kuhfahl, Die Ablenkung des Strahles beim Prisma. Zs. phys. chem. Unt. **6**. p. 301 (1893). — A. Kurz, Die kleinste Ablenkung im Prisma. Zs. Math. Phys. **38**. p. 319 (1893). — P. Lugol, Minimum de déviation dans le prisme. J. de phys. (3) **6**. p. 21—23 (1897). — Veillon, Zs. phys. chem. Unt. **12**. p. 150 (1899).

1) W. Hess, Ueber einige einfache Gesetze, welchen etc. Wied. Ann. **36**. p. 264—269 (1889).

2) E. Reusch, Die Lehre von der Brechung und Farbenzerstreuung des Lichts an ebenen Flächen und in Prismen in mehr synthetischer Form dargestellt. Pogg. Ann. **117**. p. 241 (1862).

3) R. Radau, Bemerkungen über Prismen. Pogg. Ann. **118**. p. 452 (1863), dazu Carl's Rep. **4**. p. 184 (1868), wo er selbst Reusch die Priorität zuerkennt.

4) Hierzu P. Zech, Durchgang eines dünnen Strahlenbündels durch ein Prisma. Zeitschr. Math. Phys. **24**. p. 168 (1879).

5) Trotter, Engineering **47**. Nr. 1220 (1889)*. Zeitschr. Instr. **9**. p. 346 (1889).

Pfaundler[1]) herrührende Modification derselben stellt Fig. 85 dar. Das feste Winkelstück KFG ist gleich dem Prismenwinkel. Die Stange BF ist gleich 1 und kann sich um B und F drehen. Die ebenfalls um B drehbaren Stangen BD und BH tragen in der Entfernung $\frac{1}{n}$ von B Zapfen, die in Führungen der Schenkel des Winkels EFG gleiten. KF = KL = 1. L ist eine feste Axe auf der die Kreistheilung tragenden Grundplatte, so gelegen, dass LB ⊥ AK. Die mechanisch hergestellte Figur ist identisch mit der besprochenen. Wie man auch S bewegt, es bleibt KF ⊥ AB. FG ⊥ BC, D und H auf einem Kreise vom Radius $\frac{1}{n}$, F auf dem Kreise 1. wie die Construction es verlangt.

Fig. 85.

Die Construction von Reusch ist, wie sich leicht zeigen lässt, nichts Anderes als ein Specialfall der Huygens-schen Construction, wie sie Cornu[2]) auf das Prisma anwendet, und die auch noch ihre Gültigkeit behält, wenn das Prisma nicht mehr isotrop ist.

Sind nämlich (Fig. 84) die Kreise DH und MX Repräsentanten zweier gleichzeitig im Medium 2 und 1 vom Punkte B ausgegangener Wellen, so liefert die Tangente NM ⊥ SM die einfallende, die Tangente NPR die gebrochene Wellenebene. Das Gleiche wiederholt sich, nur in umgekehrter Richtung, an der zweiten Prismenfläche.

258. Es war bisher nur von dem Strahlengang im Hauptschnitt eines Prismas die Rede. Die dabei gemachten Annahmen entsprechen jedoch nur in den Fällen genau der Wirklichkeit, wo man eine punktförmige Lichtquelle benutzt, z. B. bei der Anwendung eines Objectivprismas zur Sternspectroscopie. In allen sonstigen Fällen bilden die von der Lichtquelle kommenden Strahlen mit dem Hauptschnitt des Prismas verschiedene Winkel. Nehmen wir an, eine bestimmte dieser Richtungen habe gegen die Hauptebene an der ersten Prismenfläche die Neigungen ε_1 und β_1, an der zweiten die Neigungen ε_2 und β_2, so ist nach einem bekannten Hülfssatze zum Brechungsgesetze[3])

$$\text{(13)} \qquad \begin{aligned} \sin \varepsilon_1 &= n \sin \beta_1 \\ \sin \varepsilon_2 &= n \sin \beta_2 \end{aligned}$$

β_1 und β_2 sind aber ihrer Bedeutung gemäss gleich, also ist auch $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$:

1) L. Pfaundler in Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik II, 1. Braunschweig 1897. p. 58, man vergl. A. F. Weinhold, Physikalische Demonstration. Leipzig 1881. p. 298.

2) M. A. Cornu, De la réfraction à travers un prisme suivant une loi quelconque. Ann. éc. norm. (2) 1. p. 237 (1872).

3) R. S. Heath, Geometrische Optik. Deutsche Uebers. Berlin 1894. p. 21. — S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1894. p. 26.

Der einfallende und der gebrochene Strahl haben beide die gleiche Neigung zum Hauptschnitt, somit auch zur Prismenkante.[1])

Nach einer zweiten einfachen Folgerung aus dem Brechungsgesetz [2]) ist ferner, wenn e'_1, b'_1, b'_2, e'_2 die Winkel bezeichnen, welche die Projection unseres Strahles auf den Hauptschnitt mit dem Einfallslothe der ersten, resp. zweiten Ebene bildet,

$$\sin e'_1 \cos \varepsilon = n \sin b'_1 \cos \beta \text{ und ferner, wie früher}$$

(vgl. Fig. 82)

$$\sin e'_2 \cos \varepsilon = n \sin b'_2 \cos \beta$$

$$b'_1 + b'_2 = \alpha, \qquad \text{daher}$$

$$\text{(1a)} \qquad \sin e'_1 = \left(n \frac{\cos \beta}{\cos \varepsilon}\right) \sin b'_1$$

$$\text{(2a)} \qquad \sin e'_2 = \left(n \frac{\cos \beta}{\cos \varepsilon}\right) \sin b'_2$$

$$\text{(3a)} \qquad b'_1 + b'_2 = \alpha.$$

Die Brechung der Projection erfolgt somit genau so, als ob das Prisma einen im Verhältniss $\frac{\cos \beta}{\cos \varepsilon}$ grösseren Brechungsexponenten hätte. Mittelst der Gleichungen (13) können wir diesem neuen Exponenten ν noch eine etwas andere Form geben, wodurch er mit den von Bravais[3]), Reusch[4]) und Cornu[5]) angegebenen Werthen identisch wird. Gemäss (1a) ist nämlich

$$\nu^2 = n^2 \left(\frac{\cos \beta}{\cos \varepsilon}\right)^2 = \frac{n^2}{\cos^2 \varepsilon} - \frac{1}{\cos^2 \varepsilon} + 1 \qquad \text{oder}$$

$$\text{(14)} \qquad \nu^2 - 1 = (n^2 - 1) \sec^2 \varepsilon.$$

Dies ist die Formel von Bravais und Reusch.

Ferner ist, da $\sec^2 \varepsilon = \operatorname{tg}^2 \varepsilon + 1$

$$\text{(15)} \qquad \nu = \sqrt{n^2 + (n^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \varepsilon}$$

der Werth, den Cornu giebt.

Bezeichnet ferner D'_0 die Ablenkung des „projicirten Strahles", so ist

$$\text{(16)} \qquad D' = e'_1 + e'_2 - \alpha.$$

259. Wir müssen nun aus D' die Ablenkung D des Strahles ausser dem Hauptschnitt berechnen. Dazu benutzen wir Fig. 86.[6]) AOB sei die Ebene des Hauptschnittes. Wir verschieben alle Strahlen parallel sich selbst bis zum Punkte O, beschreiben um O eine Hülfskugel. OP sei der einfallende, OQ

1) E. Reusch, Die Lehre von der Brechung und Farbenzerstreuung des Lichts an ebenen Flächen und in Prismen, die in mehr synthetischer Form dargestellt. Pogg. Ann. **117.** p. 247 (1862). — M. A. Cornu, De la réfraction à travers un prisme suivant une loi quelconque. Ann. éc. norm. (2) **1.** p. 256 (1872).

2) R. S. Heath, Geometrische Optik. Berlin 1894. p. 22. — S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1894. p. 26.

3) M. A. Bravais, Notice sur les parhélies qui sont situés à la même hauteur que le soleil. Journ. éc. polyt. **18.** cah. 30. p. 79 (1845), Mémoire sur les halos. Journ. éc. polyt. **18.** cah. 31. p. 27 (1847).

4) E. Reusch, Die Lehre von der Brechung etc. Pogg. Ann. **117.** p. 248 (1862).

5) M. A. Cornu, De la réfraction etc. Ann. éc. norm. (2) **1.** p. 257 (1872).

6) R. S. Heath, Geometrische Optik. Berlin 1894. p. 33.

der austretende Strahl, OA und OB die Projectionen von OP und OQ auf die Ebene des Hauptschnittes. Alsdann lässt sich der Winkel D' durch den Bogen AB und der Winkel D durch den Bogen PQ darstellen; ferner ist

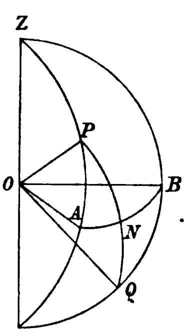


Fig. 86.

$AP = BQ = \varepsilon$. Somit ist $AN = BN = \frac{D'}{2}$. Also wird, da die Ebene ZAO senkrecht steht zur Ebene BAO in dem sphärischen Dreieck PAN

$$\cos PN = \cos AN \cos AP \quad \text{oder}$$

$$(17) \qquad \cos \frac{D}{2} = \cos \frac{D'}{2} \cos \varepsilon.$$

Es ist somit stets $D > D'$.

Ferner sieht man, dass D mit D' seinen Minimalwerth erhält. D' lässt sich aber unter Zugrundelegung des fingirten Brechungsexponenten ν ermitteln. Es wird im Minimum der Ablenkung $\sin \frac{D' + \alpha}{2} = \nu \sin \frac{\alpha}{2}$. Hieraus ergiebt sich dann im Vereine mit (17) der kleinste Werth von D. Da nun, wie wir sahen, stets $\nu > n$, so ist auch D', also a fortiori D, grösser, als wir es beim Gang der Strahlen im Hauptschnitt fanden. Von allen Strahlen, die ein Prisma durchsetzen, erfährt also der den Hauptschnitt symmetrisch durchlaufende die kleinste Ablenkung.

260. Beobachten wir also durch ein Prisma gleichzeitig mehrere Bündel, die verschiedene Neigung zum Hauptschnitte haben, deren Axen jedoch in ein und derselben, der Prismenkante parallelen Ebene liegen, die also z. B. von einem, im Brennpunkte einer Linse befindlichen, der Prismenkante parallelen Spalte kommen, und von denen der im Hauptschnitt befindliche das Prisma symmetrisch durchsetzt, so werden alle stärker abgelenkt erscheinen, als das zuletzt genannte.

Daran ändert sich, wie man leicht geometrisch sieht, auch nichts, wenn das Prisma so gedreht wird, dass ein Paar der schief einfallenden Strahlen im Minimum durchgeht; ihre Projection auf den Hauptschnitt wird trotzdem stärker abgelenkt werden, als die sämmtlicher anderer Strahlen mit geringerer Neigung.

Hierin liegt es begründet, dass die Linien eines prismatischen Spectrums von der brechenden Kante weg gekrümmt erscheinen. Eine Berechnung der Krümmung lässt sich z. B. mit Hülfe des für die Projection des Strahles gefundenen Satzes ausführen. Man übersieht ohne weiteres, dass infolge der Veränderung der fingirten Brechungsexponenten je nach den Neigungen der ausserhalb des Hauptschnittes verlaufenden Strahlen, die Rechnung in Analogie stehen muss zu der Berechnung der wirklichen Dispersion. Es liegt darin der Grund der von Hepperger[1]) gefundenen Beziehungen und die Veranlassung dafür, dass wir die genauere Erledigung der Frage bis zur Erörterung der durch

1) J. v. Hepperger, Ueber Krümmungsvermögen und Dispersion von Prismen. Wien. Ber. **92**. p. 270 (1885).

die Veränderung des Brechungsexponenten von Farbe zu Farbe bedingten Verhältnisse aufschieben. Die vorstehend für den Gang eines Strahles ausser dem Hauptschnitt eines Prismas entwickelten Gleichungen rühren von Bravais[1]) her, der sie ableitete für ein unendlich kleines Prisma, resp. für einen unmittelbar an der Kante durchgehenden Strahl. Man findet bei ihm ausser den oben gegebenen Formeln noch eine Reihe anderer, die bequemer sind zur logarithmischen Rechnung, sowie Näherungsformeln für den Fall, dass die Neigung ε als klein angesehen werden darf. Nach Bravais haben dann Reusch[2]), Cornu[3]) auf geometrischem, Stokes[4]) und Hoorweg[5]) auf analytischem Wege die gleichen Resultate abgeleitet, die in vielen Lehrbüchern irrthümlich Cornu zugeschrieben werden[6]).

Auch im Falle des räumlichen Strahlenganges behält die Construction von Reusch ihre Gültigkeit.[7]) Man hat nur alle Strahlen parallel sich selbst bis zum nämlichen Punkte der Kante zu verschieben, Kugeln mit den Radien 1 und $\frac{1}{n}$ um diesen Punkt als Centrum zu beschreiben und die Projection von Kugel zu Kugel parallel den Einfallslothen der ersten, resp. zweiten Prismenfläche auszuführen.

Auf weitere Methoden zur Verfolgung des Strahlenganges werden wir noch zurückkommen.

261. Wir gehen nun zur Behandlung des Ganges eines einzelnen Strahles in mehreren Prismen über. Diese Aufgabe ist wohl zuerst von Herschel[8]) behandelt worden, dessen Darstellung auch Czapski[9]) folgt. Dann hat Block[10]) sie wieder aufgenommen, und endlich findet sie sich implicite in den Arbeiten

---

1) M. A. Bravais, Notice sur les parhélies qui sont situés à la même hauteur que le soleil. Journ. de l'éc. polyt. **18**. cah. 30. p. 79 (1845); Mém. sur les halos. Journ. de l'éc. polyt. **18**. cah. 31. p. 27 (1847).

2) E. Reusch, Die Lehre von der Brechung und Farbenzerstreuung des Lichts an ebenen Flächen und in Prismen in mehr synthetischer Form dargestellt. Pogg. Ann. **117**. p. 241—284 (1862).

3) A. Cornu, De la réfraction à travers un prisme suivant une loi quelconque. Ann. éc. norm. (2) **1**. p. 255—257 (1872).

4) G. G. Stokes, Note on the paper „On the Improvement of the spectroscope" by Th. Grubb, Proc. Roy. Soc. **22**. p. 309—310 (1874).

5) J. L. Hoorweg, Ueber den Gang der Lichtstrahlen durch ein Spectroscop. Pogg. Ann. **154**. p. 423—430 (1875); ferner A. Anderson, On the maximum deviation of a ray of light by a prism. Cambr. Proc. **9**. p. 195—197 (1896—1898).

6) Z. B. in Lefèvre, Spectrométrie I. Paris o. J. A. Crova, Étude des aberrations des prismes et de leur influence sur les observations spectroscopiques. Ann. chim. et phys. (5) **22**. p. 513—543 (1881).

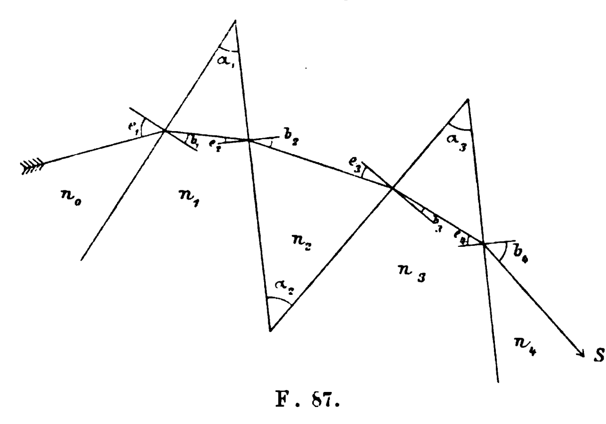
7) E. Reusch, Die Lehre von der Brechung und Farbenzerstreuung des Lichts an ebenen Flächen und in Prismen, in mehr synth. Form dargestellt. Pogg. Ann. **117**. p. 243 (1862).

8) J. F. W. Herschel, Vom Licht. Aus dem Englischen übersetzt von J. C. E Schmidt. Stuttgart 1831. p. 89—92.

9) S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893. p. 137.

10) E. Block, Beiträge zur Theorie der Lichtbrechung in Prismensystemen. Dissert. Dorpat 1873. 63 pp.

von Czapski[1]), Gleichen[2]), Burmester[3]), Wilsing[4]) und Larmor[5]) über die Brechung eines Strahlenbündels in einem Prismensystem. Wir benutzen hier die Darstellung von Herschel in der Form, wie sie Czapski giebt. Dazu setzen wir voraus, die sämmtlichen Prismen hätten einen gemeinsamen Hauptschnitt und der Strahlengang vollziehe sich in demselben. Wir verfolgen den Lichtstrahl von Ebene zu Ebene und bezeichnen die Winkel, die er dabei mit den Einfallsnormalen bildet, in Richtung der Lichtbewegung gezählt, mit e_1 b_1; e_2 b_2 u.s.w. bis $e_\varkappa$ $b_\varkappa$ (Fig. 87). Die Prismenwinkel mögen α_1 α_2 bis $\alpha_{\varkappa-1}$ heissen und negativ zählen, wenn sie rechts, positiv, wenn sie links von der Fortpflanzungsrichtung des Strahles liegen; die Winkel e und b seien positiv, wenn man den Strahl in Richtung des Uhrzeigers drehen muss, um ihn auf kürzestem Wege mit seiner Einfallsnormalen zur Deckung zu bringen, negativ, wenn die umgekehrte Richtung nötig ist. Endlich sollen die absoluten Brechungsindices der durch die Ebenen begrenzten Substanzen mit n_0 n_1 ..... $n_\varkappa$ bezeichnet werden. Dann hat man, wenn $d_\varkappa$ die Ablenkung des Strahles an der $\varkappa$ten Ebene:



F. 87.

	I.	II.	III.
	$n_0 \sin e_1 = n_1 \sin b_1$	$\delta_1 = e_1 - b_1$	$b_1 - e_2 = \alpha_1$
(18)	$n_1 \sin e_2 = n_2 \sin b_2$	$\delta_2 = e_2 - b_2$	$b_2 - e_3 = \alpha_2$
	....	....	....
	$n_{\varkappa-1} \sin e_\varkappa = n_\varkappa \sin b_\varkappa$	$\delta_\varkappa = e_\varkappa - b_\varkappa$	$b_{\varkappa-1} - e_\varkappa = \alpha_{\varkappa-1}$

Die in diesen Gleichungen vorkommenden Grössen unterliegen ähnlichen Beschränkungen, wie sie früher für ein einzelnes Prisma festgestellt wurden; man findet sie bei Block[6]) discutirt.

262. Die Gesammtablenkung D des Lichtstrahles erhalten wir durch Summation der Grössen δ; es wird

1) S. Czapski, l. c. p. 142.

2) A. Gleichem, Ueber die Brechung des Lichts durch Prismen. Zeitschr. Math. u. Phys. **34**. p. 170—174.

3) L. Burmester, Homocentrische Brechung des Lichts durch das Prisma. Zeitschrift Math. u. Phys. **40**. p. 65—90 (1895).

4) J. Wilsing, Zur homocentrischen Brechung des Lichts im Prisma. Zeitschr. Math. u. Phys. **40**. p. 353—361 (1895).

5) J. Larmor, The characteristics of an symmetric optical combination. Proc. Lond. Math. Soc. **20**. p. 181—194 (1889).

6) E. Block, Beiträge zur Theorie der Lichtbrechung in Prismensystemen. Dissertation. Dorpat 1873.

$$D = \sum_1^{x} \delta_\varrho = \sum_1^{x} e_\varrho - \sum_1^{x} b_\varrho .$$

Nun ist aber nach (18,III)

$$\sum_1^{x-1} \alpha_\varrho = \sum_1^{x-1} b_\varrho - \sum_2^{x} e_\varrho = \sum_1^{x} b_\varrho - \sum_1^{x} b_\varrho + e_1 - b_x, \qquad \text{also}$$

$$D = e_1 - b_x - \sum_1^{x-1} \alpha_\varrho,$$ und wenn wir die Summe aller brechenden Winkel A nennen,

$$D = e_1 - b_x - A \tag{19}$$

Soll D einen Grenzwerth erhalten, so muss $\frac{dD}{de_1} = 0$, also

$$\frac{db_x}{de_1} = 1 \quad \text{sein.} \tag{20}$$

Der zweite Differenzialquotient entscheidet darüber, ob D ein Minimum oder Maximum ist. Wir verweisen dafür auf Block (l. c.). Um die durch (20) gegebene Gleichung zu bilden, differentiiren wir die Gleichungen (18,I) und (18,III) der Reihe nach nach e_1, e_2 etc. bis e_x und erhalten

$\frac{n_0}{n_1} \frac{\cos e_1}{\cos b_1} = \frac{db_1}{de_1}$	$\frac{db_1}{de_2} = 1$
$\frac{n_1}{n_2} \frac{\cos e_2}{\cos b_2} = \frac{db_2}{de_2}$	$\frac{db_2}{de_3} = 1$
. . . . . .	. . . . . .
$\frac{n_{x-1}}{n_x} \frac{\cos e_x}{\cos b_x} = \frac{db_x}{de_x}$	$\frac{db_{x-1}}{de_x} = 1$

Multipliciren wir nun rechts und links und setzen das Resultat rechts ein, so kommt

$$\frac{n_0}{n_x} \prod_1^{x} \frac{\cos e_\varrho}{\cos b_\varrho} = \frac{db_x}{de_1}. \tag{21}$$

Im Falle der Minimalablenkung gilt Gleichung (21), es ist also dann

$$\frac{n_0}{n_x} \prod_1^{x} \frac{\cos e_\varrho}{\cos b_\varrho} = 1. \tag{22}$$

Mit Hülfe der Gleichungen (18,I) und (18,III) lässt sich nun eine Gleichung bilden, welche den Winkel e_1 als Function der Grössen n und α giebt. Dieselbe ist im Allgemeinen jedoch nicht auflösbar [1]; sie steigt schon bei drei Brechungen auf den 16. Grad. Man sieht jedoch, dass im Falle des Minimums der Strahl die Prismen keineswegs symmetrisch durchsetzt, dass vielmehr dazu besondere Bedingungen zwischen den Grössen n und α erfüllt sein müssen. Besonderes Interesse bietet der Fall mehrerer Prismen in Luft [2]; x ist alsdann gerade, die Prismenzahl gleich $\frac{x}{2}$ und es findet die Beziehung $n_0 = n_2 = \text{ect} = n_x$ statt. Die Minimumbedingung wird

1) J. F. W. Herschel, Vom Licht aus der Encycl. metropolit. übersetzt von J. C. E. Schmidt. Stuttgart (1831) p. 91.

2) A. Gleichen, Ueber die Brechung des Lichtes durch Prismen. Zeitschr. f. Math. u. Phys. **34**. p. 174 (1889).

$$(23) \qquad \prod_1^{\varkappa} \cos e_\varrho = \prod_1^{\varkappa} \cos b_\varrho .$$

Sollen sämmtliche Prismen symmetrisch durchlaufen werden, so müssen die Winkel α bestimmte Werthe erhalten. Es muss, wie man geometrisch leicht sieht, mit Rücksicht auf die Gleichungen (18, III), sein

$$-\alpha_2 = \arcsin\left(n_1 \sin \frac{\alpha_1}{2}\right) + \arcsin\left(n_2 \sin \frac{\alpha_2}{2}\right)$$

. . . .

$$-\alpha_{\varkappa-2} = \arcsin\left(n_{\varkappa-3} \sin \frac{\alpha_{\varkappa-3}}{2}\right) + \arcsin\left(n_{\varkappa-1} \sin \frac{\alpha_\varkappa}{2}\right).$$

Die Gleichung (23) ist erfüllt, da

$$\begin{matrix} \cos e_1 = \cos b_2 & \cos e_3 = \cos b_4 \\ \cos b_1 = \cos e_2 , & \cos b_3 = \cos e_4 \end{matrix} \quad \text{u. s. w.}$$

Es werden also sowohl sämmtliche Einzelprismen, wie das Gesammtsystem im Minimum der Ablenkung durchlaufen.

Sind auch noch die brechenden Winkel sowie die Brechungsexponenten einander gleich, so hat man die Prismen so aufzustellen, dass die leeren Winkel jedesmal den durch die Gleichung $\sin \frac{\gamma}{2} = n \sin \frac{\alpha}{2}$ definirten Werth γ haben.[1])

Der Umstand, dass bei beliebiger Wahl der Winkel $\alpha_{2\varrho}$ die Grösse des durchgelassenen Spectralbezirkes rasch abnimmt und dass der Lichtverlust zu gross wird, nöthigen meist in der Praxis dazu, die Minimumstellung der Prismen auf dem zuletzt besprochenen Wege durch Variation von e_1 sowohl wie von $\alpha_{2\varrho}$ zu erreichen.[2])

263. Die Verfolgung eines Strahles aus dem gemeinsamen Hauptschnitt lässt sich mit Hülfe der Gleichungen (1a), (2a), (3a), (4), (15) und (16) in vollkommen analoger Weise ausführen, wenn man die Projection auf die Hauptebene betrachtet und statt der wirklichen Brechungsexponenten die durch die Bravais'sche Formel (14) gegebenen Werthe einsetzt. Sind $\varkappa$ brechende Ebenen vorhanden, und ist der Lichtstrahl um den Winkel φ_0 gegen die Hauptebene geneigt, so ist seine Neigung $\varphi_\varkappa$ gegen dieselbe Ebene nach den R Brechungen durch die Beziehung

$$n_\varkappa \sin \varphi_\varkappa = \sin \varphi_0 \, n_0$$

bestimmt. Ist das erste und letzte Medium die gleiche Substanz, so hat der gebrochene Strahl die gleiche Neigung zum Hauptschnitt, wie vor der Brechung. Die Minimalablenkung findet statt, wenn die Projection des Lichtweges das Minimum der Ablenkung erfährt, also wenn

$$(24) \qquad \prod_1^{\varkappa} \frac{\cos e'_\varrho}{\cos b'_\varrho} = 1,$$

1) E. Block, Beiträge zur Theorie der Lichtbrechung in Prismensystemen. Dorpat (1873) p. 21.

2) Man vergl. Cap. V. Ueber die mechanische Verwirklichung zur Minimumstellung besonders H. Krüss, Ueber Spectralapparate mit automatischer Einstellung. Zs. Instrkde. 5. p. 183—101, 232—241 (1885).

wo $\cos e'_1 = \cos e$ und wo $\cos e'_\varrho$ den Werth bedeutet, den man durch Einsetzen des fingirten Brechungsexponenten erhält. Nennen wir weiter die durch (24) und (19) bestimmte Ablenkung der Projection D′, die Ablenkung des Strahles D, so ist aus den gleichen Gründen wie früher, für den Fall des Minimums

$$\cos\frac{D}{2} = \cos\frac{D'}{2}\cos\varphi.$$

Hat man mehrere einzelne Prismen in Luft so aufgestellt, dass jedes von ihnen im Minimum der Ablenkung durchlaufen wird, so befindet sich auch das Gesammtsystem in der Minimalstellung; es ist $D' = D'_1 + D'_2 + \ldots\ldots D'_{\frac{x}{2}}$. Also wird jeder Strahl aussen dem Hauptschnitt stärker abgelenkt, als ein in demselben verlaufender.[1])

264. Es bleibt endlich noch der Fall übrig, wo auch die Hauptschnitte der einzelnen Prismen nicht mehr zusammenfallen. Diese Anordnung, die für fast alle spectroscopischen Zwecke gänzlich unbrauchbar ist[2]), scheint eine genauere Untersuchung noch nicht gefunden zu haben. Eine graphische Methode giebt Herschel an.[3]). Man denkt sich sämmtliche brechenden Ebenen parallel sich selbst verschoben, bis sie sich alle in einem Punkte O schneiden; durch eben diesen Punkt zieht man Gerade parallel sämmtlichen Richtungen des Strahles und sämmtlichen Einfallsnormalen bis zu der Oberfläche einer um O beschriebenen Hülfskugel. Man hat nun alle in Frage kommenden Winkelbeziehungen durch sphärische Dreiecke dargestellt, die aufgelöst werden.

Man sieht übrigens, dass auch die Reusch'sche Construction in gleicher Weise ihre Anwendbarkeit behält, sofern man nur mehrere Kugeln zu Hülfe nimmt.

265. Eine zweite Annäherung an die Theorie der Prismen liefert uns die Betrachtung der Veränderungen, die ein unendlich dünnes Strahlenbündel durch die Brechung an einem System von Ebenen erfährt. Wir erhalten dadurch zugleich Aufschluss über die abbildenden Eigenschaften eines solchen Systemes, und damit rückt die Erörterung in den Zusammenhang der Theorie der optischen Instrumente. Die Abbildung durch Prismen wird zu einem Specialfall der idealen punktweisen, optischen Abbildung zweier Räume auf einander; ihre Verwirklichung folgt den Bedingungen der Realisirung jener idealen Abbildung durch enge Büschel und es gelten die allgemeinen von Abbe aufgestellten Gesetze, die aus der blossen Voraussetzung der Realisirung fliessen. Die specielle Form der Abbildung durch Prismen ist — immer unabhängig von dem Umfang ihrer Realisirung durch physikalische Processe — die telescopische[4]), characterisirt dadurch, dass allen im Endlichen gelegenen Bildebenen des Objectraumes im Endlichen gelegene Bildebenen des Bildraumes entsprechen und umgekehrt; dass zu parallelen Ebenen wieder parallele Ebenen

1) Vergl. auch die §§ 321—323 über die Krümmung der Linien.

2) Abgesehen von der Methode der „gekreuzten Prismen".

3) J. F. W. Herschel, Vom Licht. Aus dem Englischen übersetzt von J. E. C. Schmidt. Stuttgart 1831.

4) S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893. p. 33.

gehören, kurz dass die beiden Räume affin sind.[1] Zu einem bestimmten Gebilde des einen Raumes gehört ein nur in den drei Dimensionen verändertes, sonst aber gleichartiges des anderen.[2] Das Vergrösserungsverhältniss sowie das Convergenzverhältniss, hier die Angularvergrösserung, sind constant.[3] Mehrere telescopische Systeme setzen sich wieder zu einem telescopischen System zusammen, dessen Vergrösserungsverhältniss und Convergenzverhältniss das Product der bezüglichen Grössen der einzelnen Systeme ist.[4]

Diese Sätze, für deren Zusammenhang und Begründung wir auf Czapski verweisen müssen, machen die Voraussetzung, dass eine Abbildung durch homocentrische Strahlenbüschel wirklich stattfinde. Das ist aber, wie bekannt, keineswegs der Fall. Ein weit geöffnetes Bündel liefert schon bei einer Brechung eine Kaustik[5] und ein unendlich dünnes homocentrisches Büschel verwandelt sich im Allgemeinen bei einer Brechung in ein Bündel, dessen Strahlen — in erster Annäherung — durch zwei zu einander und zu einem mittleren Strahle senkrechte, getrennt liegende Geraden, die Brennlinien, gehen.[6] Nehmen wir also an, die Abbildung erfolge durch unendlich dünne Büschel, so hängt es von der Lage und dem Abstand der erwähnten kleinen Brennlinien, von der astigmatischen Differenz des Bündels ab, bis zu welcher Grenze die ideale geometrische Abbildung verwirklicht wird.

266. Die erste Untersuchung der Modification, welche ein im Hauptschnitt eines Prismas verlaufendes Strahlenbündel erfährt, findet sich bei Coddington[7] und rührt wohl von Airy her.[8] 1837 untersuchte dann Reusch, anscheinend ohne Kenntniss der englischen Arbeiten, denselben Gegenstand und berechnete die „tetraëdrische Modification" des Bündels, speciell auch für den Fall, wo das Bündel im Minimum der Ablenkung durchgeht.[9] Aus dem Jahre 1867 stammt die Helmholtzsche Theorie des Prismas.[10] Die Betrachtung ist rein analytisch, auf der Variation der optischen Länge

1) Ibid. p. 33.
2) Ibid. p. 46.
3) Ibid. p. 45.
4) Ibid. p. 50.

5) O. Röthig, Probleme der Brechung. Leipzig 1876. p. 49.* — J. Ritz, Beobachtungen über Brechungen homocentrischen Lichts an n parallelen Ebenen. Programm Handelsschule München 1879.* Zeichnung des Meridianschnittes in F. Engel und K. Schellbach, 21 Kupfertafeln zur darstellenden Optik, Halle 1856. Tafel 1, Fig. 3, 4, 5, 6, Tafel 8, Fig. 1, 2, Tafel 16. Fig. 17, 18. — K. Schellbach, Pogg. Ann. **76**. p. 606 (1849). Weitere Litteratur S. Czapski, Theorie etc. Breslau 1893. p. 19.

6) S. Czapski, l. c. p. 70, S. Czapski, Zur Frage nach der Richtung der Brennlinien in unendlich dünnen optischen Büscheln. Wied. Ann. **42**. p. 332—337 (1890). Man vergl. ferner die geschichtlichen Bemerkungen bei Czapski, Theorie etc. p. 80.

7) H. Coddington, Treatise on the reflexion and refraction of light, Cambridge 1829. p. 82-86.

8) Ibid. Vorrede. p. 2.

9) E. Reusch, Beiträge zu den Elementen der Katoptrik und Dioptrik. Beilage zum Verzeichniss der 1856-1857 zu Tübingen ernannten Doctoren der philosophischen Facultät. Tübingen 1857. — E. Reusch, Brechung und Reflexion des Lichts an sphärischen Flächen unter Voraussetzung endlicher Einfallswinkel. Pogg. Ann. **130**. p. 497—517 (1867).

10) H. v. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik. Leipzig 1867. p. 243-257.

beruhend und discutirt das Prisma als Specialfall der vorausgeschickten, allgemeinen Theorie. Als ein Hauptresultat ergiebt sich der Satz:

„Ein unendlich dünnes Bündel homocentrischer Strahlen, welcher von einem endlich entfernten Punkte ausgeht, bleibt nach dem Durchtritte durch ein Prisma nur dann homocentrisch, wenn es im Minimum der Ablenkung durchgetreten ist, d. h. wenn es in einer zur brechenden Kante senkrechten Ebene verläuft."

Zu bemerken ist aber, dass die Voraussetzung gemacht ist, die Strahlen durchsetzten das Prisma unmittelbar an seiner brechenden Kante.

Ferner zeigt sich, dass die Entfernung des Bildes einer der brechenden Kante parallelen Lichtlinie grösser ist, als die Entfernung des Objectes, wenn der Einfallswinkel an der ersten Prismenfläche grösser ist, als im Minimum der Ablenkung; die Entfernung ist dagegen kleiner als die des Objectes, wenn die umgekehrte Beziehung stattfindet.

Auf geometrischer Grundlage — im Einklang mit der oben hervorgehobenen affinen Beziehung telescopisch auf einander abgebildeter Räume — beruht die Untersuchung von Zech [1]), der unter der Voraussetzung einer allgemeineren Form von Strahlenbündel, als sie Helmholtz annahm, zu dem gleichen Resultate gelangt.

Die Ausdehnung der Gleichungen für die astigmatische Differenz auf ein System von Prismen mit gemeinsamem Hauptschnitte geben dann Gleichen [2]) und Czapski [3]) unter Berücksichtigung der Länge der in den Prismen durchlaufenen Wege.

Mit Hülfe geometrischer Methoden führte sodann Burmester [4]) die Theorie genauer aus und gab ihre Ausdehnung auch auf ausser dem Hauptschnitt verlaufende Strahlen. Endlich zeigte Wilsing [5]), dass die von Burmester gefundenen Sätze zum Theil schon in den Formeln von Gleichen und Czapski enthalten seien, indem er sich der Helmholtzschen Methode bediente. [6])

Wir wollen nun im Anschluss an Gleichen und Czapski die Formeln für die astigmatische Differenz eines im Hauptschnitt eines Prismensystems verlaufenden Bündels ableiten.

267. Die Brennlinien eines unendlich dünnen Büschels liegen, wie oben bemerkt, in zwei zu einander senkrechten Ebenen. Die eine derselben ist die

---

1) P. Zech, Durchgang eines dünnen Strahlenbündels durch ein Prisma. Zs. Math. und Phys. **24.** p. 168—176 (1879).

2) A. Gleichen, Ueber die Brechung des Lichtes durch Prismen. Zs. Math. Phys. **34.** p. 161—176 (1889). Derselbe. Zs. Phys. chem. Unterr. Ueber die homocentrische Differenz eines Strahlenbündels, welches durch ein Prisma gebrochen wird. **2.** p. 229—232 (1888—1889).

3) S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893. p. 141—143.

4) L. Burmester, Homocentrische Brechung des Lichtes durch das Prisma. Zs. Math. Phys. **40.** p. 65—90 (1895).

5) J. Wilsing, Zur homocentrischen Brechung des Lichtes im Prisma. Zs. Math. Phys. **40.** p. 353—361 (1895).

6) Es sind nur die Hauptarbeiten genannt, weitere Litteratur unten im Text.

Einfallsebene, der Meridionalschnitt des Büschels, die andere ist zu der Einfallsebene senkrecht und heisst Sagittalschnitt.

Es stelle Figur 88 den Meridionalschnitt des an der Ebene AB gebrochenen Bündels ASB dar; A′P′B′ sei das gebrochene Bündel; in A und B seien die Normalen errichtet. Der Einfallswinkel SBN der Büschelaxe heisse e, der zugehörige Brechungswinkel P_1BN heisse b. P_1 sei der Punkt, in welchem die im Sagittalschnitt gelegene Brennlinie des gebrochenen Bündels auf dem Meridionalschnitt senkrecht steht. Wir finden ihn, indem wir den SB unendlich benachbarten Strahl SA verfolgen. Die diesem zukommenden Winkel

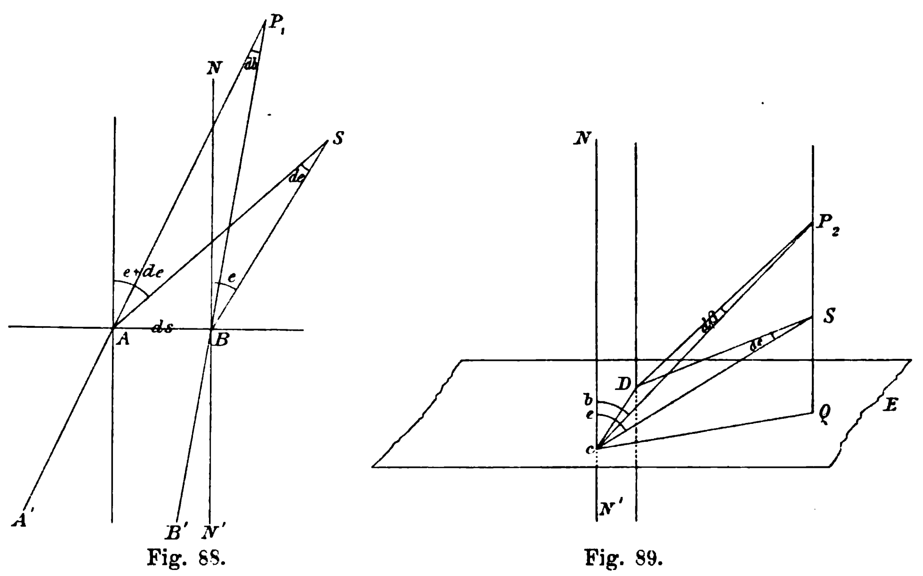


Fig. 88. Fig. 89.

mögen $e + de$, $b + db$ sein. Setzen wir ferner $AB = ds$, $SB = f_0$, $P_1B = f_1$, so ist $\sphericalangle\ ASB = de$, $\sphericalangle\ AP_1B = db$ und in dem Dreieck ASB

$$\frac{ds}{de} = \frac{f_0}{\cos e} \text{ ebenso in dem Dreieck } AP_1B$$

$$\frac{ds}{db} = \frac{f_1}{\cos b}, \text{ somit}$$

$$\frac{de}{db} = \frac{f_1}{f_0}\frac{\cos e}{\cos b} \text{ und da } n_0 \sin e = n_1 \sin b,$$

$$\frac{n_1}{n_0}\frac{\cos b}{\cos e} = \frac{f_1}{f_0}\frac{\cos e}{\cos b}$$

$$f_1 = f_0 \frac{n_1}{n_0}\frac{\cos^2 b}{\cos^2 e} \tag{25}$$

Die Winkelvergrösserung W des Bündels ist dabei

$$W = \frac{db}{de} = \frac{n_0}{n_1}\frac{\cos e}{\cos b}. \tag{26}$$

Es sei ferner in Fig. 89 CDQ die brechende Ebene. CSD der Sagittalschnitt des Bündels CSD; CP_2 sei der Strahl CS nach seiner Brechung. DS sei CS unendlich benachbart, DP_2 der zu DS gehörige gebrochene Strahl;

in C und D seien die Einfallslothe errichtet. Dann ist wieder $\sphericalangle NCS = e$, $\sphericalangle NCP_2 = b$ und, da DP_2 nahezu senkrecht zu CD, ebenso die Winkel bei D gleich e resp. b. Der Strahl DP_2 muss also durch den gleichen Punkt P_2 des von S auf die brechende Ebene herabgelassenen Lothes QS gehen, in dem auch CP_2 die Grade QS schneidet. Nennen wir also wieder die Entfernung SC f_0 oder g_0, die Entfernung P_2C g_1, so ist

$$\frac{\frac{CQ}{CS}}{\frac{CQ}{CP_2}} = \frac{\sin e}{\sin b} = \frac{g_1}{g_0}$$

oder

$$g_1 = \frac{n_1}{n_0} g_0. \tag{27}$$

Die Winkelvergrösserung V ist hier, wenn wir den Winkel CP_2D mit $d\beta$ bezeichnen

$$V = \frac{d\beta}{de} = \frac{CS}{CP_2} = \frac{n_0}{n_1}. \tag{28}$$

Wir hatten vorausgesetzt, das einfallende Bündel sei homocentrisch, es sei $g_0 = f_0$; wie man jedoch sieht, gilt genau die gleiche Rechnung, wenn g_0 von f_0 verschieden ist, wenn das Bündel somit schon eine astigmatische Differenz besitzt. Diese letztere wird in unserem Falle

$$\varDelta = f_1 - g_1 = f_0 \frac{n_1}{n_0} \left(\frac{\cos^2 b}{\cos^2 e} - 1\right). \tag{29}$$

268. Machen wir nun wieder die Voraussetzung eines Systems von Prismen resp. $\varkappa$ brechenden Ebenen, begrenzt von Medien mit den Brechungs-

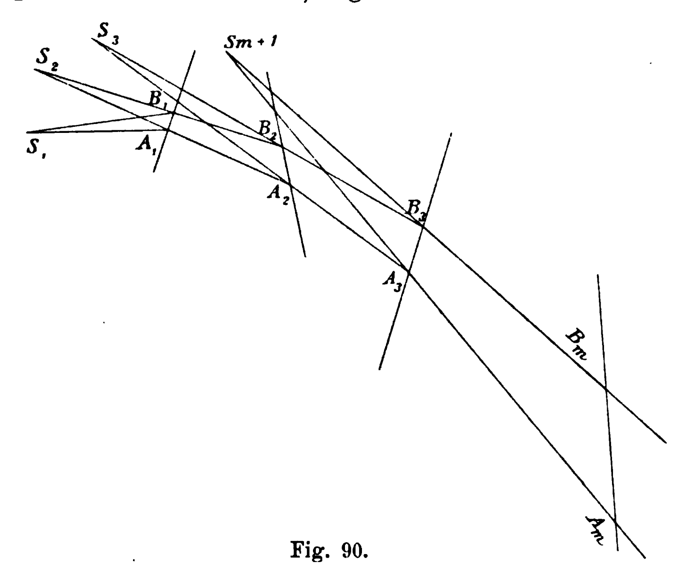


Fig. 90.

exponenten n_0 bis $n_\varkappa$, mit gemeinsamem Hauptschnitt, in dem die Axe unseres Bündels verlaufen soll, so fallen offenbar die Meridionalschnitte sämmtlicher gebrochener Bündel zusammen, während ihre Sagittalschnitte sich in einem

Bündel den brechenden Kanten paralleler Kanten schneidet. Wir können also die Abstände der Brennlinien, resp. Brennpunkte in beiden Ebenen gesondert verfolgen; die Differenz $\triangle = f_\varkappa - g_\varkappa$ liefert uns die gesuchte Grösse. Fig. 90 stelle den Meridionalschnitt der gebrochenen Bündel $S_1 A_1 B_1$, $S_2 A_2 B_2$ u. s. w. dar. Bezeichnen wir nun, wie früher die Winkel an jeder brechenden Ebene mit e_ϱ, b_ϱ und die in den einzelnen Prismen durchlaufenen mittleren Wege $B_1 B_2$, $B_2 B_3$ ect. mit d_1 bis $d_{\varkappa-1}$, so ist, wenn die übrigen Buchstaben die alte Bedeutung haben, nach (25), (26) und Fig. 90.

$$
(30)\qquad
\begin{array}{c|c|c}
\text{I} & \text{II} & \text{III} \\
f_1 = \dfrac{n_1}{n_0}\left(\dfrac{\cos b_1}{\cos e_1}\right)^2 f_0 & f_1 + d_1 = f'_2 & W_1 = \dfrac{n_0}{n_1}\left(\dfrac{\cos e_1}{\cos b_1}\right) \\
f_2 = \dfrac{n_2}{n_1}\left(\dfrac{\cos b_2}{\cos e_2}\right)^2 f'_2 & f_2 + d_2 = f'_3 & W_2 = \dfrac{n_1}{n_2}\left(\dfrac{\cos e_2}{\cos b_2}\right) \\
\cdots\cdots & \cdots\cdots & \cdots\cdots \\
f_\varkappa = \dfrac{n_\varkappa}{n_{\varkappa-1}}\left(\dfrac{\cos b_\varkappa}{\cos b_\varkappa}\right)^2 f'_\varkappa & f_{\varkappa-1} + d_{\varkappa-1} = f'_\varkappa & W_\varkappa = \dfrac{n_{\varkappa-1}}{n_\varkappa}\left(\dfrac{\cos e_\varkappa}{\cos b_\varkappa}\right)
\end{array}
$$

Im Sagittalschnitt wird in ganz analoger Weise

$$
(31)\qquad
\begin{array}{c|c|c}
\text{I} & \text{II} & \text{III} \\
g_1 = \dfrac{n_1}{n_0} g_0 & g_1 + d_1 = g'_2 & V_1 = \dfrac{n_0}{n_1} \\
g_2 = \dfrac{n_2}{n_1} g'_2 & & V_2 = \dfrac{n_1}{n_2} \\
\cdots\cdots & \cdots\cdots & \cdots\cdots \\
g_\varkappa = \dfrac{n_\varkappa}{n_{\varkappa-1}} g'_\varkappa & g_{\varkappa-1} + d_{\varkappa-1} = g'_\varkappa & V_\varkappa = \dfrac{n_{\varkappa-1}}{n_\varkappa}
\end{array}
$$

269. Durch diese Gleichungssysteme ist das aus dem letzten Prisma austretende Bündel völlig bestimmt. Spalte III von (30) und (31) liefert uns sogleich die Gesammtwinkelvergrösserung W, resp. V in jedem der beiden Schnitte. Es wird

$$(32)\qquad W = W_1 \cdot W_2 \cdots W_\varkappa = \frac{n_0}{n_\varkappa} \prod_1^\varkappa \frac{\cos e_\varrho}{\cos b_\varrho}$$

und

$$(33)\qquad V = V_1 \cdot V_2 \cdots V_\varkappa = \frac{n_0}{n_\varkappa},$$

wie auch unmittelbar aus (21) zu entnehmen ist.

Geht der Hauptstrahl unseres Bündels im Minimum durch, so ist nach (22) $W = 1$; ist auch noch $n_0 = n_\varkappa$, so hat das Bündel nach der Brechung in beiden Schnitten die gleiche Winkelöffnung wie das ungebrochene.

270. Um die Astigmatische Differenz $\varDelta$ zu berechnen, schreiben wir die Gleichungen (30, I) in der Form $f_\varrho = \nu_1 f'_\varrho$, setzen aus (30, III) die Grössen f_ϱ ein und erhalten

$$
\begin{aligned}
f'_2 &= \nu_1 f_0 + d_1 \\
f'_3 &= \nu_2 f'_2 + d_2 \\
&\cdots\cdots\cdots \\
f_\varkappa &= \nu_\varkappa f'_\varkappa;
\end{aligned}
$$

multipliciren wir Gleichung für Gleichung mit

$$\nu_2 \ldots \nu_\varkappa = \prod_2^\varkappa \nu_\varrho, \quad \nu_3 \ldots \nu_\varkappa = \prod_3^\varkappa \nu_\varrho \qquad \text{ect.}$$

und addiren, so kommt

$$\text{(34)} \qquad \mathfrak{f}_\varkappa = \mathfrak{f}_0 \prod_{\varrho=1}^\varkappa \nu_\varrho + \sum_{\varrho=1}^\varkappa \mathfrak{d}_\varrho \prod_{\sigma=\varrho+1}^\varkappa \nu_\sigma \qquad \text{oder}$$

$$\mathfrak{f}_\varkappa = \mathfrak{f}_0 \frac{\mathfrak{n}_\varkappa}{\mathfrak{n}_0} \prod_{\varrho=1}^\varkappa \left(\frac{\cos \mathfrak{b}_\varrho}{\cos \mathfrak{e}_\varrho}\right)^2 + \sum_{\varrho=1}^\varkappa \mathfrak{d}_\varrho \prod_{\sigma=\varrho+1}^\varkappa \left(\frac{\cos \mathfrak{b}_\sigma}{\cos \mathfrak{e}_\sigma}\right)^2.$$

Lösen wir die Gleichungen (31) ebenso auf, so erhalten wir

$$\text{(35)} \qquad \mathfrak{g}_\varkappa = \mathfrak{g}_0 \frac{\mathfrak{n}_\varkappa}{\mathfrak{n}_0} + \sum_{\varrho=1}^\varkappa \mathfrak{d}_\varrho \frac{\mathfrak{n}_\varkappa}{\mathfrak{n}_\varrho}.$$

Setzen wir jetzt voraus, was ja in der Praxis stets zutrifft, das Bündel sei ursprünglich homocentrisch und das erste und letzte brechende Mittel dasselbe, so ist $\mathfrak{g}_0 = \mathfrak{f}_0, \ \mathfrak{n}_\varkappa = \mathfrak{n}_0 = 1$ also

$$\text{(36)} \qquad \varDelta = \mathfrak{f}_\varkappa - \mathfrak{g}_\varkappa = \mathfrak{f}_0 \left[\prod_{\varrho=1}^\varkappa \left(\frac{\cos \mathfrak{b}_\varrho}{\cos \mathfrak{e}_\varrho}\right)^2 - 1\right] + \sum_{\varrho=1}^\varkappa \frac{\mathfrak{d}_\varrho}{\mathfrak{n}_\varrho} \left[\prod_{\sigma=\varrho+1}^\varkappa \left(\frac{\cos \mathfrak{b}_\sigma}{\cos \mathfrak{e}_\sigma}\right)^2 - 1\right].$$

Diese Formeln erlauben nun eine Reihe bemerkenswerther Schlüsse.

271. Die Gleichungen (34) und (35) zeigen, dass die Abstände der beiden Brennlinien von der letzten brechenden Ebene ausser von den Winkeln und Brechungsexponenten, noch von den Wegen in den Prismen abhängen. Die astigmatische Differenz ist im allgemeinen von Null verschieden und variirt mit sämmtlichen in Betracht kommenden Grössen. Es giebt jedoch einige ausgezeichnete Fälle. Der erste derselben findet statt, wenn das Bündel das Prismensystem im Minimum der Ablenkung durchläuft. Dann ist nach (22)

$$\prod_{\varrho=1}^\varkappa \frac{\cos \mathfrak{b}_\varrho}{\cos \mathfrak{e}_\varrho}, \quad \text{also auch} \quad \prod_{\varrho=1}^\varkappa \left(\frac{\cos \mathfrak{b}_\varrho}{\cos \mathfrak{e}_\varrho}\right)^2 = 1.$$

Der Factor von $\mathfrak{f}_0$ in (36) verschwindet, d. h. die astigmatische Differenz ist constant und unabhängig vom Abstand des leuchtenden Punktes von der ersten Prismenfläche. Es hängt sodann jedoch der Werth von $\varDelta$ noch ab von dem Betrag der Grössen $\mathfrak{d}_\varrho$ und verschwindet nur mit diesen, also nur, wenn das Bündel unmittelbar an der Kante durchgeht, ein Fall, der bei mehreren Prismen im Allgemeinen nicht eintritt. Dies ist der von Helmholtz 1867 bewiesene Satz.[1]) Haben die Wege $\mathfrak{d}_\varrho$ des Büschels im Prisma endlich Werthe, so ist der Astigmatismus relativ um so geringfügiger, je grösser $\mathfrak{f}_0$, der Abstand des Bildpunktes ist.[2]) Er verschwindet, wenn $\mathfrak{f}_0 = \infty$ wird, wie ja durch unmittel-

1) H. v. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik. Leipzig 1867. p. 256.

2) S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893. p. 143. — A. Gleichen, Ueber die Brechung des Lichtes durch Prismen. Math. Phys. **34**. p. 176 (1889) lässt diesen Schluss

bare Betrachtung paralleler Strahlen klar ist. Es sind diese beiden Fälle — nämlich das Verschwinden der Grössen d_ϱ und das Anwachsen von f_0 — jedoch nicht die einzigen, in denen homocentrische Vereinigung der gebrochenen Strahlen stattfindet. Es giebt vielmehr, wie zuerst Burmester auf geometrischem Wege zeigte, auf jedem Strahle einen Punkt, dem ein homocentrischer Bildpunkt entspricht [1]; die auf parallelen, in einem Hauptschnitt verlaufender Strahlen befindlichen Lichtpunkte, denen homocentrische Bildpunkte entsprechen, liegen in einer Geraden und ebenso liegen die Bildpunkte auf den austretenden parallelen Strahlen auf einer entsprechenden [2] Geraden [3].

Wir verweisen für diese und weitere Sätze auf die citirten Originalabhandlungen.

272. Besonderes Interesse bietet wieder der Specialfall eines Prismas in Luft. Es wird nach (32) bis (36)

$$(37)\quad \begin{aligned} &\text{I)}\ g_2 = g_0 + \frac{d}{n} \qquad \text{II)}\ f_2 = \frac{\cos^2 b_2}{\cos^2 e_2}\left(\frac{\cos^2 b_1}{\cos^2 e_1} f_0 + \frac{d}{n}\right) \\ &\text{III)}\ W = \frac{\cos e_1 \cos e_2}{\cos b_1 \cos b_2} \qquad \text{IV)}\ V = 1 \end{aligned}$$

Berücksichtigen wir, dass $g_0 = f_0$ und benutzen wir die in § 253 angewandte Bezeichnungsweise, so wird

$$(38)\quad \begin{aligned} &\text{I)}\ g_2 = f_0 + \frac{d}{n} \qquad \text{II)}\ f_2 = \frac{\cos^2 e_2}{\cos^2 b_2}\left(\frac{\cos^2 b_1}{\cos^2 e_1} f_0 + \frac{d}{n}\right) \\ &\text{III)}\ W = -\frac{\cos e_1 \cos b_2}{\cos b_1 \cos e_2} \qquad \text{IV)}\ V = 1. \end{aligned}$$

Geht das Bündel im Minimum durch, so vereinfachen sich die Formeln und es kommt

$$(39)\quad \begin{aligned} &\text{I)}\ g_2 = f_0 + \frac{d}{n} \qquad \text{II)}\ f_2 = f_0 + \frac{d}{n}\,\frac{\cos^2 e_1}{\cos^2 b_1} \\ &\text{III)}\ W = 1, \qquad \text{IV)}\ V = 1, \qquad \text{V)}\ \Delta = \frac{d}{n}\left(\frac{\cos^2 e_1}{\cos^2 b_1} - 1\right). \end{aligned}$$

die sich durch Einsetzen von $b = \frac{\alpha}{2}$ und durch Einführen des Abstandes c des im Prisma verlaufenden Strahles von der Kante auch auf die folgende Form bringen lassen:

---

jedoch nur für den Fall der Minimumstellung gelten, wo die astigmatische Differenz constant sei. Ausserhalb des Minimums werde Δ wie (36) zeigt, mit f_0 unendlich, man erhielte dann also kein scharfes Bild. Die Rechnung ergiebt in der That die Folgerung, dass Δ mit f_0 ∞ wird, allein das Bild wird darum doch scharf, wie physikalisch ohne Weiteres einleuchtet, und wie auch die Rechnung zeigt, wenn man bedenkt, dass das Bild des betreffenden Objectes durch das Auge oder eine Linse erzeugt werden muss, somit nicht die absolute Differenz Δ, sondern die Differenz der zugehörigen Bildweiten oder $\left(\frac{1}{f\varkappa} - \frac{1}{g\varkappa}\right)$ b b_1 das Maass der Bildverschlechterung ist.

1) L. Burmester, Homocentrische Brechung des Lichtes durch das Prisma. Zs. Math. Phys. **40**. p. 71. 1895.

2) Gemäss der affinen Beziehung.

3) J. Wilsing, Zur homocentrischen Brechung des Lichtes im Prisma. Zs. Math. Phys. **40**. p. 356 (1895).

$$(40)\quad \begin{aligned} &\text{I)}\ g_2 = f_0 + \frac{2c}{n}\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}, \qquad \text{II)}\ f_2 = f_0 + \frac{2c}{n}\frac{\cos^2 e_1}{\cos^2 b_1}\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} \\ &\text{III)}\ W = 1, \qquad \text{IV)}\ V = 1, \qquad \text{V)}\ -\Delta = \frac{2c}{n}(n^2-1)\operatorname{tg}^3\frac{\alpha}{2}. \end{aligned}$$

Δ ist constant, es verschwindet, wie wir schon im allgemeinen Falle sahen, nur, wenn $c = 0$ wird. Ist z. B. $c = 5$ mm $n = 1{,}5$ $\alpha = 60^0$, so wird [1]

$$-\Delta = 1{,}6 \text{ mm}.$$

Kommt d wegen der Grösse der übrigen Dimensionen nicht in Betracht, so wird endlich, abgesehen von der Stellung des symmetrischen Lichtdurchganges

$$(38\,a)\quad \begin{aligned} &\text{I)}\ g_2 = f_0 \qquad \text{II)}\ f_2 = \frac{\cos^2 e_2}{\cos^2 b_2}\frac{\cos^2 b_1}{\cos^2 e_1} f_0 = \frac{1}{W^2} f_0 \\ &\text{III)}\ W - \frac{\cos e_1 \cos b_2}{\cos b_1 \cos e_2}, \qquad \text{IV)}\ V = 1, \qquad \text{V)}\ \Delta = f_0\frac{1-W^2}{W^2}, \end{aligned}$$

woraus sich dann wieder die gleichen Schlüsse ergeben wie oben.

273. Nach dem im Vorstehenden Ausgeführten findet somit die Abbildung eines Punktes durch ein Prisma im Allgemeinen überhaupt nicht statt. Blickt man mit dem Fernrohr oder dem blossen Auge durch ein solches brechendes System nach einem leuchtenden Punkte hin, so sieht man je nach der Einstellung eine kleine verticale Linie, eine Lichtscheibe oder Horizontal-Linie. In der Spectralanalyse benutzt man meist einen der brechenden Kante parallelen Spalt, oder es kommt auf die Höhe des Bildes nichts an. In diesem Falle schadet der Astigmatismus nichts, man sieht die Linien scharf und nur die Enden sind verwaschen, falls man auf die in der Sagittalebene enthaltene Brennlinie einstellt. [2] Setzen wir voraus, dies sei geschehen, so mag es gestattet sein, im folgenden von einem Spaltbilde zu reden.

Die Gleichungen (32), (33) und (38a) genügen nun, um die Veränderungen zu bestimmen, welche der Anblick oder das durch eine Linse entworfene Bild einer weit entfernten Lichtlinie oder eines beleuchteten Spaltes durch die Brechung des Lichtes im Prisma erleidet.

Erscheint nämlich die Linie oder der Spalt von dem Einfallspunkte der Strahlen auf die erste brechende Ebene aus gesehen in der Winkelbreite $d\varepsilon$ und der Winkelhöhe $d\beta$, so findet gemäss (32) eine Vergrösserung oder Verkleinerung im Verhältnisse W und V statt, so dass die Winkelbreite nach der Brechung $d\varepsilon'$, und die Winkelhöhe nach der Brechung $d\beta'$ — beide gemessen vom Austrittspunkte der Strahlen aus der letzten Prismenfläche — gegeben sind durch die Gleichungen

$$(41)\quad \begin{aligned} d\varepsilon' &= W \cdot d\varepsilon \\ d\beta' &= V \cdot d\varepsilon. \end{aligned}$$

Ist, wie wir voraussetzen, $n_\varkappa = n_0$, so wird $V = 1$, die scheinbare Spalthöhe ist also die nämliche.

---

1) A. Gleichen, Ueber die homocentrische Differenz eines Strahlenbündels, welches durch ein Prisma gebrochen wird. Zs. phys. chem. Unt. **2**. p. 239—232 (1889).

2) Ueber die Frage, an welche Stelle der Axe eines astigmatischen Bündels das Bild zu verlegen sei, vergl. S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893. p. 88.

$$W = \prod_1^{\varkappa} \frac{\cos e_\varrho}{\cos b_\varrho}$$

hängt jedoch von den Werthen der Winkel e_ϱ und b_ϱ ab; jedesmal, wenn einer der Winkel $e_\varrho = 90^0$ wird, sobald also streifender Austritt an irgend einer Ebene stattfindet, wird $W = \infty$, also auch

$$d\varepsilon' = \infty.$$

Wird dagegen einer der Winkel $\varepsilon_\varrho = 90^0$, findet also irgendwo streifender Eintritt statt, so wird $W = 0$, somit auch

$$d\varepsilon = 0.$$

Zwischen diesen Werthen kann die scheinbare Bildbreite je nach den Werthen von e_ϱ, b_ϱ schwanken, das Prisma hat senkrecht zum Spalte eine vergrössernde Kraft, die zwischen 0 und ∞ variirt.[1])

Gehen die Strahlen im Minimum der Ablenkung durch, so ist nach (22) und (32) $W = 1$. In diesem Falle erscheint der Spalt also ebenso breit, wie er auch ohne Brechung im Prisma gesehen würde.

Diese Schlüsse behalten auch ihre Gültigkeit, wenn wir paralleles Licht benutzen, das von einem Spalte von endlicher Breite herkommt, nur tritt dann entsprechend den affinen Beziehungen zwischen den beiden telescopisch auf einander abgebildeten Räumen, die reciproke Bündelbreite an Stelle des Winkels.[2])

274. Für den Specialfall eines einzelnen Prismas nehmen diese Ergebnisse die folgende Form an.

Es wird nach (38a) III

$$(42) \qquad d\varepsilon' = -\frac{\cos e_1 \cos b_2}{\cos b_1 \cos e_2}\, d\varepsilon \qquad d\beta' = d\beta.$$

Die erste der beiden Gleichungen kann man auch so schreiben

$$(42a) \qquad d\varepsilon' = \sqrt{\frac{1 + \dfrac{n^2-1}{\cos^2 e_2}}{1 + \dfrac{n^2-1}{\cos^2 e_1}}} \cdot d\varepsilon.$$

---

1) Nach J. F. W. Herschel, Vom Licht. Uebersetzung. Stuttgart 1831. p. 217, schon Amici bekannt und von ihm zur Construction eines Fernrohres mittelst zweier gekreuzter achromatischer Prismen benutzt, das Herschel 1824 in Modena sah. D. Brewster nimmt Optisc, London 1833. p. 363 für sich und Blair die Priorität in Anspruch. Man vergleiche weiter H. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik. Leipzig 1867. p. 258. — A. Mousson, Ueber Spectralbeobachtungen. Pogg. Ann. **102**. p. 435. 1862, dessen Ableitung E. Block, Beiträge zur Theorie der Lichtbrechung in Prismensystemen. Diss. Dorpat 1873. p. 54 irrthümlicher Weise tadelt. Endlich S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893. p. 143. — W. H. M. Christie, On the magnifying-power of the half-prismas a means of obtaining great dispersion and on the general theory of the half-prism spectroscope. Proc. Roy. Soc. **26**. p. 8—40. 1878.

2) Die obigen Resultate lassen sich auch unmittelbar aus dem Fermat'schen Princip (Lord Rayleigh, Encyclopaedia. Bd. **24**. Art. Wave theory of Light. p. 424), aus dem Princip von der Erhaltung der Energie (W. H. M. Christie, On the magnifying-power of the half-prism as a means of obtaining great dispersion and on the general theory of the half-prism spectroscope. Proc. Roy. Soc. **26**. p. 8—40 (1878), oder aus dem zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie ableiten (R. Clausius, Mechanische Wärmetheorie I. Braunschweig 1887. p. 344—346).

Beginnt man also mit streifendem Eintritt, $e_1 = 90^0$, so wird $d\varepsilon' = 0$, das Bild erscheint unendlich schmal; lässt man e_1 abnehmen, so ändern sich e_1 und e_2 in entgegengesetztem Sinne, es wächst die Bildbreite; ist $e_1 = e_2$, also die Minimumstellung erreicht, so wird $d\varepsilon' = d\varepsilon$, lässt man e_2 noch weiter abnehmen, so wächst $d\varepsilon'$ immer schneller, um ∞ zu werden, wenn $e_2 = 90^0$, wenn somit der Strahl streifend austritt.

Nach (38a, II) haben wir ferner

$$f_2 = \frac{1}{W^2} f_0, \qquad \text{also}$$

$$\frac{\sqrt{f_0}}{\sqrt{f_2}} = \pm W \quad \text{und da} \quad \frac{d\varepsilon'}{d\varepsilon} = -W$$

$$d\varepsilon' : d\varepsilon = \sqrt{f_0} : \sqrt{f_2}. \tag{43}$$

Die scheinbaren Spaltbreiten verhalten sich umgekehrt, wie die Wurzeln aus den zugehörigen Bild-Entfernungen.[1])

275. Wir können nunmehr auch die Helligkeit zweier durch das Prisma in verschiedenen Stellungen entworfenen Bilder mit einander vergleichen. Sehen wir von jedem Verlust durch Reflexion und Absorption ab, so können wir sagen, die Gesammtintensität des Bildes sei stets die gleiche. Es müssen sich also die Bildintensitäten umgekehrt verhalten, wie die Bildflächen, und da die Höhen der Bilder gleich bleiben, umgekehrt wie die Bildbreiten. Nennen wir die beiden Intensitäten J' und J'', so wird:

$$\frac{J'}{J''} = \frac{d\varepsilon''}{d\varepsilon'}.$$

Im Minimum der Ablenkung ist nach (41) z. B. $d\varepsilon'' = d\varepsilon$, das Bild hat also die gleiche Helligkeit, als würde es ohne Prisma gesehen. Nennen wir diese J_0, so ist

$$J' = J_0 \frac{d\varepsilon}{d\varepsilon'_1} = J_0 \cdot \frac{1}{W}. \tag{44}$$

Im Falle eines einzelnen Prismas ist z. B.

$$J' = \frac{\cos b_1 \cos e_2}{\cos e_1 \cos b_2} J_0. \tag{44a}$$

Die Intensität des Bildes zeigt somit genau den umgekehrten Verlauf, wie er oben für die Breite des Bündels gefunden wurde.[2])

276. Die bisher theoretisch abgeleiteten Erscheinungen lassen sich in der That bis zu einem gewissen Grade experimentell nachweisen.[3]) Man bringt dazu an die Stelle des Spaltes ein versilbertes Glas mit eingeritzten,

---

1) H. v. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik. Leipzig 1867 p. 259. Nach der angenommenen Definition des Spaltbildes findet hier keine Zweideutigkeit statt.

2) H. v. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik. 1. Aufl. Leipzig 1867. p. 260. Man vergl. ferner § 273.

3) H. v. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik. Leipzig 1867. p. 261. — A. Crova, Étude des aberrations des prismes et de leur influence sur les observations spectroscopiques. Ann. chim. et phys. (5) **22**. p. 513—543 (1881). — A. Crova, Projection du foyer du prisme. J. de phys. (2) **1**. p. 84—86 (1882). — W. N. Shaw, Focal Lines. Nat. **31**. p. 185—186 (1884). Die drei letzten beschreiben auch Verfahren, die Erscheinung zu projiciren.

horizontal und vertical verlaufenden Linien. Nur in der Minimumstellung sieht man beide Richtungen scharf, ausserhalb derselben muss man für jede Direction besonders einstellen. Ist der Einfallswinkel grösser, als der zur Minimalstellung gehörige, so wird $W^2 > 1$, also nach (38a II) $f_2 < f_0$; das Bild scheint weiter abzuliegen; man muss das Fernrohr verkürzen, um die Verticallinien deutlich zu sehen. Wenn umgekehrt der Einfallswinkel kleiner ist als der genannte Werth, so ist $W^2 > 1$. $f_2 < f_0$, man muss also das Fernrohr herausziehen.[1]) Die Einstellung auf Horizontallinien braucht in beiden Fällen nicht geändert zu werden.

Es liegt darin auch der Grund, warum man die Staublinien und die Spectrallinien nur bei richtig justirtem Collimator- und Fernrohr oder sonst im Minimum der Ablenkung gleichzeitig scharf sieht.[2])

Auf der gleichen Grundlage beruht ferner die Methode von Schuster[3]) mit Hülfe eines Prismas Collimatorrohr und Fernrohr auf Unendlich einzustellen.

277. Wir haben bisher immer angenommen, das abbildende Bündel verlaufe in unmittelbarer Nähe des gemeinsamen Hauptschnittes aller Prismen. Ist dies jedoch nicht mehr der Fall, hat also z. B. ein in geringer Entfernung befindlicher Spalt eine gegen die übrigen Dimensionen in Betracht kommende Höhe, so bilden sowohl der Sagittalschnitt, wie der Meridionalschnitt spitze Winkel mit den Prismenkanten.

Alsdann ist von den beiden Brennlinien im allgemeinen keine mehr der brechenden Kante parallel, bilden namentlich die im Sagittalschnitt gelegenen Brennlinien immer steigende Winkel mit der Verticalen. Eine leuchtende Linie wird also nur in ihren, einem durch das Auge gehenden Hauptschnitt unmittelbar benachbarten Theilen deutlich abgebildet, nach den Enden zu immer breiter und verwaschener werden.

Da gleichzeitig die ausser dem Hauptschnitt verlaufenden Strahlen eine andere Ablenkung erfahren, so wird auch die Entfernung der zugehörigen Brennlinie sich ändern und das Fernrohr oder Auge nur immer für eine bestimmte Zone des Bildes eingestellt sein.[4])

Die genauere Untersuchung eines ein Prisma schräg durchsetzenden Bündels findet man bei Burmester[5]) und Wilsing.[6]) Sie gipfelt in dem von Burmester gefundenen Satze, dass es auf jedem Strahle, der einer Mantellinie eines durch gewisse Gleichungen definirten Kegels parallel ist.

---

1) H. v. Helmholtz, l. c. p. 261.

2) Ibid. p. 261.

3) A. Schuster, A easy method for adjusting the collimator of a spectroscope. Proc. Phys. Soc. **3**. p. 14—17 (1879), Phil. Mag. (5) **7**, p. 95—98 (1879). Man vergl. weiter unten § 334.

4) Ueber die Abbildung einer Ebene durch ein Prisma sehe man R. Straubel, Ueber einen Abbildungsfehler beim Prisma. Wied. Ann. **66**. p. 346—349 (1898).

5) L. Burmester, Homocentrische Brechung des Lichtes durch das Prisma. Zs. Math. Phys. **40**. p. 65—90 (1895).

6) J. Wilsing, Zur homocentrischen Brechung des Lichtes durch ein Prisma. Zs. Math. Phys. **40**. p. 353—361 (1895).

einen und nur einen Punkt giebt, dem auf dem austretenden Strahle ein homocentrischer Bildpunkt entspricht.

278. Werfen wir einen Rückblick auf die letzten Paragraphen, so zeigt sich, wie auch sonst in der Theorie der optischen Instrumente, dass die Verwirklichung der idealen geometrischen Abbildung durch Prismen nur in ganz beschränktem Umfange stattfindet. Von gewissen, ausgezeichneten Fällen abgesehen, erhalten wir nur in unmittelbarer Nähe des Hauptschnittes eine Abbildung, deren Astigmatismus zudem noch von dem Weg des Bündels im Prisma und von dem Abstand des Objectes abhängt. Nur im Minimum der Ablenkung fällt wenigstens die letzte Abhängigkeit fort.

Und selbst dieses bescheidene Maass von Leistung gilt nur mit Einschränkung. Wir haben unendlich dünne Lichtbündel vorausgesetzt, ohne auf die Natur des Lichtes und die absolute Bildhelligkeit Rücksicht zu nehmen. Nach den Principien der Wellentheorie sind aber im Gegentheil Bündel von möglichst grosser Oeffnung, möglichst grossem Querschnitt nothwendig. Weitgeöffnete Bündel liefern uns aber eine Kaustik an Stelle der Brennlinien.[1]

Aus diesem Dilemma können wir uns nun auf verschiedenen Wegen heraushelfen, je nach den sonstigen Constructionsbedingungen, die im einzelnen Falle in Betracht kommen.

Wir können erstens versuchen, ähnlich wie es sonst in der Optik geschieht, mit Rücksicht auf das begrenzte Unterscheidungsvermögen der die Bilder beobachtenden Apparate — Auge, Bolometer, photographische Platte etc. — die Fehler der Abbildung durch Combination der Prismen mit anderen Instrumenten unter die schädliche Grenze herunterzudrücken.

Als Mittel hierzu ist namentlich die Verwendung von Cylinderlinsen vorgeschlagen worden[2] ohne dass dies Verfahren, wie es scheint, grössere Bedeutung erlangt hätte, ebensowenig wie die von Maxwell[3]) empfohlene Benutzung der chromatischen Aberration der Linsen.

Zweitens können wir den Querschnitt des abbildenden Büschels vergrössern und die Bildfehler verkleinern, indem wir das Object weit von dem Prismensystem abrücken.

Es ist dies der Weg, den Fraunhofer einschlug.[4]

---

1) Man vergl. die p. 268 angeführte Litteratur.

2) Z. B. von A. Crova, Étude des aberrations des prismes et de leur influence sur les observations spectroscopiques. Ann. chim. et phys. (5) **22**. p. 513—543 (1881). — F. Lippich, Vorschlag zur Construction eines neuen Spectralapparates. Zs. Instr. **4**. p. 1—8 (1884), p. 7. „Astigmatisches Ocular", ferner W. H. M. Christie, On the magnifying-power of the half-prism, as a means of obtaining great dispersion and on the general theory of the half-prism spectroscope. Proc. Roy. Soc. **26**. p. 8—40 (1878).

3) J. A. Maxwell, On the best arrangement for producing a pure spectrum. Edinb. Proc. **6**. p. 238—242 (1868). Scient. Papers. Bd. II. Cambridge 1890. p. 96—100.

4) J. Fraunhofer, Bestimmung des Brechungs- und Farbenzerstreuungsvermögens verschiedener Glasarten in Bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernröhre. Denkschr. Münch. Akad. **5**. p. 193—226 (1817), J. v. Fraunhofer's ges. Schriften her. von E. v. Lommel, München 1888. p. 10.

Wie gross die Entfernung des Objectes im einzelnen Falle sein muss, hängt von den Dimensionen des Prismensytems, von den Anforderungen an die Bildbeschaffenheit und von der Helligkeit der uns zu Gebote stehenden Lichtquelle ab.

Rayleigh[1]) berechnet die Entfernung des Spaltes, welche nöthig ist, damit zwei um einen bestimmten Winkel auseinander liegende Bilder desselben noch getrennt gesehen werden können, und findet z. B. für ein Prisma von 60^0 und $n = 1{,}62$, dass der Objectabstand über hundertmal so gross genommen werden muss, als das Lichtbündel an seiner Einfallsstelle am ersten Prisma breit ist.

Bei grösseren Prismen werden somit bald die Entfernungen unbequem gross und die Mengen des benutzten Lichtes zu gering.

279. Drittens endlich — und das ist das beste Mittel — können wir zur Verlegung des Bildpunktes in unendliche Entfernung, zur ausschliesslichen Benutzung ebener Wellen übergehen.

Dazu bringen wir das Object, den Spalt, in den Brennpunkt einer Linse, von der wir annehmen wollen, dass sie vollständig auf sphärische und chromatische Aberration corrigirt sei.

So entsteht das Collimatorrohr, dessen erste Anwendung von Simms herrührt.[2])

Die Benutzung ebener Wellen bringt dann den weiteren Vortheil, dass man von den Entfernungen der Apparattheile unabhängig wird, und alle in Betracht kommenden Modificationen des Lichtes nur solche der Richtung und des Querschnittes sind.

Hierdurch sind die wichtigsten Theile jedes Spectrometers bestimmt: 1) eine Vorrichtung, um Richtungen zu messen; ein Theilkreis, 2) ein Collimatorrohr und 3) ein Fernrohr; und es ist einleuchtend, dass die beiden letztgenannten ebenso wie das Prismensystem um die Axe des Theilkreises drehbar sein müssen.

280. Die Richtungsänderungen, welche parallele Strahlen in einem Prismensystem erfahren, sind bereits besprochen. Es erübrigt noch, den Einfluss des absoluten Querschnittes und der Querschnittsänderungen zu untersuchen.

Zur Erledigung dieser Fragen reichen aber die bisher benutzten Näherungsmethoden zur Verfolgung der Lichtbewegung nicht mehr aus, es wird vielmehr erforderlich, auf die Natur des Lichtes Rücksicht zu nehmen und das Zustandekommen des Bildes als eine Beugungswirkung der durch die Oeffnungen der Apparate begrenzten und durch die verschiedenen Medien deformirten Wellenflächen aufzufassen.

1) Lord Rayleigh, Investigations in optics. Phil. Mag. (5) **9**. p. 44—46 (1880). Dazu Ch. G. Abbot and Fr. E. Fowle, The longitudinal aberration of Prisms. Amer. J. (4). **2**. p. 255—257 (1896).

2) W. H. Simms, On the optical glass of the late Dr. Ritchie. Mem. Astr. Soc. **11**. p. 165—170 (1840).

Es ist **Rayleigh**[1]), der zuerst auch die Prismen von diesem Standpunkt aus untersucht und dadurch erst eine tiefere Einsicht in ihre Wirkungsweise eröffnet hat.

Wir schliessen uns im folgenden seinen Ausführungen an.

281. Wir gehen aus von der Wirkung, die eine rechteckige Oeffnung von der Höhe a und der Breite b auf die Focalebene einer Linse von der Brennweite f ausübt, wenn die Lichtquelle ein ∞ entfernter leuchtender Punkt ist. Nehmen wir den geometrischen Brennpunkt der Linse als 0 Punkt ihrer Focalebene und rechnen die ξ-Coordinate horizontal, die η-Coordinate vertical, so ist, wie bekannt, die Intensität J^2 im Punkt ξ, η

$$(45) \qquad J^2 = \frac{a^2 b^2}{\lambda^2 f^2} \frac{\sin^2 \frac{\pi a \xi}{\lambda f}}{\frac{\pi^2 a^2 \xi^2}{\lambda^2 f^2}} \cdot \frac{\sin^2 \frac{\pi b \eta}{\lambda f}}{\frac{\pi^2 b^2 \eta^2}{\lambda^2 f^2}}.$$

Um zu der Wirkung einer ∞ langen ∞ entfernten, der η-Axe parallelen Lichtlinie überzugehen, deren Punkte unabhängig von einander leuchten, bedenken wir, dass jeder dieser Punkte in der Focalebene die gleiche Beugungsfigur hervorbringt; wir haben also in jedem Punkte ξ, η, Intensitäten, die Werthen von $\eta = -\infty$ bis $+\infty$ entsprechen. Halten wir also ξ fest, so ist η unabhängig davon und die Intensität in der Verticalen ξ wird

$$(46) \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} J^2 d\eta = \frac{a^2 b}{\lambda f} \frac{\sin^2 \frac{\pi a \xi}{\lambda f}}{\frac{\pi^2 a^2 \xi^2}{\lambda^2 f^2}}.$$

Wie zu erwarten, kommt η nicht mehr vor. Die Intensität ist in allen Verticallinien constant und ändert sich in horizontaler Richtung proportional der Function $\frac{\sin^2 u}{u^2}$.

Hierin kommt C nicht vor. Die Helligkeits**vertheilung** in horizontaler Richtung ist also von der Höhe der beugenden Oeffnung unabhängig.

Die folgende Tabelle giebt den Gang von $\frac{\sin^2 u}{u^2}$, der Intensitäts**vertheilung** an.

u	$\frac{\sin^2 u}{u^2}$	u	$\frac{\sin^2 u}{u^2}$
0	1,0000	π	0,0000
$\frac{1}{6}\pi$	0,9119	$\frac{5}{4}\pi$	0,0324
$\frac{1}{4}\pi$	0,8106	$\frac{4}{3}\pi$	0,0427
$\frac{1}{3}\pi$	0,6839	$\frac{3}{2}\pi$	0,0450
$\frac{1}{2}\pi$	0,4053	$\frac{7}{4}\pi$	0,0165
$\frac{2}{3}\pi$	0,1710	2π	0,0000
$\frac{3}{4}\pi$	0,0901	$\frac{5}{2}\pi$	0,0162
$\frac{5}{6}\pi$	0,0369	3π	0,0000

[1]) Lord **Rayleigh**, Investigations in optics. Phil. Mag. (5) **8.** p. 261—274,403—411, 477—486 (1879). Phil. Mag. (5) **9.** p. 40—55 (1880); Encyclopaedia Britannica. 9. ed. **24.** Art. Wave theory. p. 430—434. — Z. B. Lord **Rayleigh**, Encyclopaedia. Art. Wave theory. p. 430.

Das Gleiche veranschaulicht graphisch Fig. 91 (A oder A'). Das absolute Maximum findet statt für $u = 0$, also $\xi = 0$; Minima treten ein, wenn u ein ganzes Vielfaches von π, wenn also

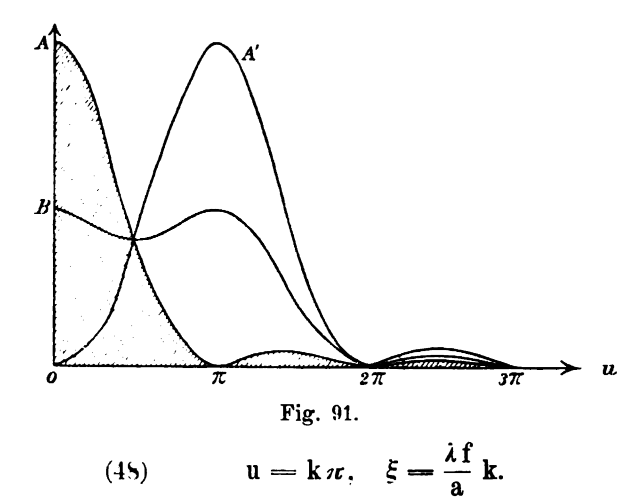


Fig. 91.

$$u = k\pi, \quad \xi = \frac{\lambda f}{a} k. \tag{48}$$

Das erste Minimum findet statt, wenn $\xi = \frac{\lambda f}{a}$. Das centrale Band von der Breite $2\xi = \frac{2\lambda f}{a}$ wollen wir wegen seiner überwiegenden Intensität weiterhin als Bild der Lichtlinie bezeichnen. Führen wir die halbe Winkelbreite ξ' ein, so ist

$$\xi' = \frac{\lambda}{a}, \tag{49}$$

ist also λ direct und a umgekehrt proportional; das „Bild" wird um so schärfer, je kleiner λ und je grösser die horizontale Oeffnung ist.

282. Haben wir statt einer Lichtlinie deren zwei, wie es ja scheinbar stattfindet, wenn das vom Spalte kommende Licht durch ein dispergirendes Prisma in zwei Bündel zerlegt wird, die einen gewissen Winkel mit einander bilden, so kann man fragen, wie klein dieser Winkel sein dürfe, damit man im Bilde die beiden Linien noch getrennt sieht.

Rayleigh beantwortet diese Frage dahin, dass zwischen beiden Linien eine merkbare Intensitätsverminderung eintrete, wenn bei gleicher Intensität der beiden das Maximum der einen gerade in das erste Minimum der anderen falle. Dann setzen sich beide Intensitätscurven zu der in Fig. 91 in halbem Maassstab bei B veranschaulichten zusammen, die in der Mitte einen Intensitätsabfall auf 0,8106 der Intensität in den Maximis der beiden Einzellinien besitzt. Der Abstand der beiden Bilder, der beiden Maxima, wird

$$u - u_1 = \pi \qquad \text{also}$$

$$\xi - \xi_1 = \frac{\lambda f}{a} \quad \text{der Winkelabstand somit}$$

$$\xi' = \frac{\lambda}{a}. \tag{49a}$$

Damit zwei Linien also getrennt werden können, darf der Winkel, unter dem ihr Abstand erscheint, nicht kleiner sein, als der, unter dem eine Wellenlänge der betreffenden Lichtart in einem Abstand gleich der Oeffnung der Linse gesehen wird.

Bei nicht dispergirenden Instrumenten heisst diese Grösse darum auch das Auflösungsvermögen.

283. Um diese Ueberlegungen auf das Prisma anzuwenden, haben wir einfach an die Stelle der beugenden Oeffnung den Querschnitt des nach der Brechung aus dem Prisma austretenden Lichtbündels einzusetzen. Bringt man nun das Prisma in verschiedene Stellungen, so ändert sich die Breite des austretenden Bündels und damit die Beschaffenheit des Bildes und der Grösse ξ', die wir auch Auflösungsvermögen für einfarbiges Licht nennen können.

Die Breite des austretenden Bündels $a_\varkappa$ ist, aber wie p. 276 bemerkt, und wie auch geometrisch unmittelbar zu sehen, gegeben durch[1])

$$a_0 = a_\varkappa \prod_1^\varkappa \frac{\cos e_\varrho}{\cos b_\varrho}. \tag{50}$$

In (48) eingesetzt giebt das

$$\xi = \frac{\lambda f}{a_0} \prod_1^\varkappa \frac{\cos e_\varrho}{\cos b_\varrho}; \tag{51}$$

für ein einzelnes Prisma

$$\xi = \frac{\lambda f}{a_0} \frac{\cos e_1 \cos e_2}{\cos b_1 \cos b_2}. \tag{51 a}$$

Für die Breite des mittleren Streifens des Bildes einer ∞ schmalen Lichtlinie gilt — bei constanter Breite des einfallenden Lichtbündels — somit das Gleiche, was wir in (41) bis (43) für das Bild eines Spaltes von endlicher Winkelbreite fanden, indem wir von der Annahme unendlich dünner Büschel ausgingen: das Prisma wirkt vergrössernd oder verkleinernd, und nur in der Minimalstellung, wo $\prod_1^\varkappa \frac{\cos e_\varrho}{\cos b_\varrho} = 1$, hat das Bild die Breite, die es auch ohne Prisma haben würde.

284. Wir nahmen an, a_0 bleibe constant. Daraus folgt jedoch, dass man für wachsende e immer grössere Prismenflächen nehmen muss.

Setzen wir nunmehr ein gleichschenkliges Prisma von dem brechenden Winkel α, der Querschnitthöhe h und der Seitenlänge s voraus, so wird, wie man leicht geometrisch sieht:

1. So lange $e_1 >$ als der zum symmetrischen Durchgang gehörige Werth:

$$a_2 = \frac{\cos b_1 \cos b_2}{\cos e_2} s$$

$$\xi_1 = \frac{\lambda f}{s} \frac{\cos e_2}{\cos b_1 \cos b_2}$$

1) Auch unmittelbar aus dem Lagrange-Helmholtzschen Satze zu folgern: S. Czapski. Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893. p. 149.

(52) 2. Wenn e_1 kleiner ist als der genannte Werth:

$$a_2 = s \cos b_2$$
$$\xi_1 = \frac{\lambda f}{s} \frac{1}{\cos b_2}.$$

Für die Minimumstellung werden beide Ausdrücke identisch. Wie man weiter leicht sieht, ist die grösste effective Breite des Lichtbündels beim Auftreffen auf die zweite Prismenfläche gleich h, $a_2 = a_1 \frac{\cos b_2}{\cos e_2}$, $a_2 < a_1$ und es erreichen sowohl a_1 als $\frac{\cos b_2}{\cos e_2}$ ihr Maximum beim symmetrischen Durchgange. Daraus folgt, dass auch a_2 in diesem Falle seinen Maximalwerth erhält, und man hat

$$(53) \qquad \begin{aligned} a_2 &= h \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}}{\cos \frac{\alpha}{2}} \\ \xi_1 &= \frac{\lambda f}{s} \frac{1}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} \end{aligned}$$

Dies ist dann die geringste Bildbreite, welche mit dem Prisma zu erreichen ist.

Es zeigt sich also, dass auch in dieser Hinsicht die Minimumstellung die günstigste ist.

285. Rayleigh[1]) weist nach, dass es unter Umständen zur Verkleinerung von ξ vortheilhaft sein könne[2]), gewisse Theile der Oeffnung abzublenden. Man kann es dann erreichen, dass der Intensitätsabfall steiler wird, und das erste Minimum in grösserer Nähe der Bildmitte eintritt. Ist z. B. $\frac{1}{6}$ der Oeffnung durch einen centralen rechteckigen Schirm abgesperrt, so erreicht die Curve schon bei $\frac{6}{7}\pi$ ihr erstes Minimum, der mittlere Halbstreif ist also um $\frac{1}{7}$ schmaler; als Nachtheil macht sich eine absolute Intensitätsverminderung und eine Zunahme des ersten Seitenmaximums von 0,045 auf 0,36 bemerkbar. Dieser letzte Uebelstand lässt sich indess durch Benutzung zweier Blenden z. B. beseitigen.

Bei Anwendung vieler oder dicker Prismen wird durch die Steigerung der Absorption nach dem dickeren Ende derselben hin eine Unsymmetrie des Bildes herbeigeführt. Rayleigh bemerkt, dass es in diesem Falle nützlich ist, einen Theil der Oeffnung in verticaler Richtung abzublenden durch einen Schirm, den man von der überwiegenden Seite her in das Gesichtsfeld einrückt.

1) Lord Rayleigh, Investigations in optics. Phil. Mag. (5) **8**. p. 266—268 (1879), man vergl. dazu auch K. Strehl, Theorie des Fernrohrs auf Grund der Beugung des Lichtes. I. Leipzig 1894 bei J. A. Barth.

2) Dazu auch M. Ch. André, Étude de la diffraction dans les instruments d'optique, son influence sur les observations astronomiques. Ann. éc. norm. (2) **5**. p. 275—354 (1876).

Das Experiment bestätigt diese Folgerungen.[1] In der Praxis scheinen sie jedoch nicht berücksichtigt worden zu sein.

286. Die vorstehenden Resultate ändern sich, wenn man statt einer rechtwinkligen Oeffnung eine kreisförmige benutzt[2]), wenn also die Prismenflächen grösser als die Fernrohrobjective sind. Die Intensitätsvertheilung in der Brennebene der Linse ist für einen ∞ entfernten, in der Axe der Linse liegenden leuchtenden Punkt gegeben, wenn R der Radius der beugenden Oeffnung durch die Formel

$$(55) \qquad J^2 = \frac{\pi^2 R^4}{\lambda^2 f^2} \frac{4 J_1^2 \left(\frac{2\pi R r}{f\lambda}\right)}{\left(\frac{2\pi R r}{f\lambda}\right)^2},$$

wo r der Abstand des betreffenden Punktes vom Nullpunkt der Focalebene und J_1 die Besselsche Function von der Ordnung 1 bedeutet. Die Beugungsfigur besteht aus einer hellen Scheibe, umgeben von einem Ringsystem, von dem der erste dunkle Ring in der Entfernung

$$\frac{r}{f} = 1{,}2197 \frac{\lambda}{2R} \qquad \text{liegt.}$$

Zur Berechnung der Wirkung einer ∞ langen Lichtlinie muss wieder, wie früher, über η integrirt werden, wenn wir die alten Bezeichnungen beibehalten. Die Ausführung dieser Operation bietet aber hier wegen der Beziehung $\eta^2 + \xi^2 = r^2$ bedeutend grössere Hindernisse.

Rayleigh[3]) findet

$$(56) \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} J^2 \, d\eta = \frac{\pi R^3}{\lambda f} \frac{1}{\zeta^3} K_1(2\zeta),$$

wo $\zeta = \frac{2\pi R \xi}{\lambda f}$ und K_1 eine den Besselschen Functionen nahe verwandte[4]) in die Reihe[5])

$$(57) \qquad K_1(z) = \frac{2}{\pi} \left\{ \frac{z^3}{1^2 \cdot 3} - \frac{z^5}{1^2 \cdot 3^2 \cdot 5} + \frac{z^7}{1^2 \cdot 3^2 \cdot 5^2 \cdot 7} \text{ ect.} \right\}$$

entwickelbare Function bedeutet.

Ist z, resp. ζ, resp. ξ sehr gross, geht man also weit von der Mitte der Bilder weg, so wird[6]) $K_1 = \frac{2}{\pi} z = \frac{4}{\pi} \zeta$.

---

1) Lord Rayleigh, Investigations in optics. Phil. Mag. (5) **9**. p. 269 (1879).

2) Lord Rayleigh, Encyclopaedia. Art. Wave theory. p. 433—434. — H. Struve, Beitrag zur Theorie der Diffraction an Fernrohren. Wied. Ann. **17**. p. 1008—1016 (1882). — H. Struve, Ueber den Einfluss der Diffraction an Fernrohren auf Lichtscheiben. Mém. Acad. St. Péterbourg **30**. Nr. 8. p. 1—103 (1882). — K. Strehl, Theorie des Fernrohres auf Grund der Beugung des Lichtes. I. Leipzig 1894.

3) Lord Rayleigh, Encyclopaedia. Art. Wave theory. p. 434.

4) H. Struve, Beitrag zur Theorie der Diffraction an Fernröhren. Wied. Ann. **17**. p. 1012 (1882).

5) Lord Rayleigh, Die Theorie des Schalles, übersetzt von Fr. Neesen. Braunschweig 1880. Bd. II. p. 198—202.

6) Lord Rayleigh, Ibid. Bd. II. p. 199.

$$(58) \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} J^2 \, d\eta = \frac{4R^3}{\lambda f} \frac{1}{\zeta^2} = \frac{R\lambda f}{\pi^2} \frac{1}{\xi^2}.$$

Die Intensität nimmt dann also ab umgekehrt proportional dem Quadrate der Entfernung von der Mittellinie.

$\frac{K_1}{\zeta}$ ist wesentlich positiv, die Intensität wird also nirgends 0, sondern zeigt nur gewisse periodische Schwankungen, deren Grösse die folgende aus Rayleigh[1]) entnommene Tabelle veranschaulicht.

(59)

	ζ	Intensität
In der η Axe	0,00	1
1) Minimum	3,55	1 : 34
1) Maximum	4,65	1 : 24
2) Minimum	6,80	1 : 115
2) Maximum	8,00	1 : 80
3) Minimum	9,60	1 : 419
3) Maximum	11,00	1 : 208
4) Minimum	13,20	1 : 10000

287. Endlich vergleicht Rayleigh den Intensitätsabfall in der Mitte des Bildes zweier Linien, welche gleichen Winkelabstand haben und einmal durch eine rechteckige, das andere Mal durch eine kreisförmige Oeffnung abgebildet werden.

ζ entspricht in dem letzteren Falle der früheren Grösse u. Hatte u den Werth π, so betrug der Intensitätsabfall in der Mitte der Doppellinie 0,8106.

Um den Vergleichswerth für die runde Oeffnung zu bekommen, schreiben wir (56)

$$\int_{-\infty}^{+\infty} J^2 \, d\eta = C \cdot \left(\frac{1}{1^2 \cdot 3} - \frac{2^2 \zeta^2}{1^2 \cdot 2^2 \cdot 5} + \ldots\ldots \right) = C \cdot L(\zeta).$$

Die Intensität der Doppellinie ist nun proportional

$$L(\zeta) + L(\zeta + \pi).$$

Sehen wir von dem Factor C ab, so ist das eine Maximum

$$L(o) + (L\,\pi),$$

die Mitte der beiden Linien

$$L\left(\frac{1}{2}\pi\right) + L\left(-\frac{1}{2}\pi\right) = 2L\left(\frac{1}{2}\pi\right).$$

Die Reihe für $L(\zeta)$ giebt die Werthe

$$L(o) = 0,3333, \; L(\pi) = 0,0164, \; L\left(\frac{1}{2}\pi\right) = 0,1671.$$

Der Intensitätsabfall ist somit

1) Lord Rayleigh, Encyclopaedia. Wave theory. p. 434, genommen aus p. 309. — M. Ch. André, Étude de la diffraction dans les instruments d'optique, son influence sur les observations astronomiques. Ann. éc. norm. (2) 5. p. 275—354 (1876).

$$(60) \qquad \frac{2\,L\left(\frac{\pi}{2}\right)}{L(0)+L(\pi)} = 0{,}955.$$

Der Abfall ist also geringer, als der bei rechteckiger Oeffnung, und daher auch das „Winkelauflösungsvermögen."

Bei der Abbildung durch eine kreisförmige Oeffnung bleibt es zweifelhaft, welcher Theil der Beugungserscheinung als Bild anzusprechen ist. Rechnen wir es nach Analogie mit dem früheren Falle etwa bis zum ersten Minimum, so spielt der zugehörige Werth $\zeta = 3{,}55$ nunmehr die Rolle, die früher der Zahl π zukam, und es lassen sich analoge Betrachtungen anstellen wie in dem § 283.

Aendert das Prisma seine Stellung, so darf das vermöge der von uns gemachten Voraussetzung, die Objective der Fernrohre seien kleiner als die Prismenflächen, nichts ändern. Für den Fall, dass die Prismenflächen selbst kreisförmig sind, reicht ja überhaupt die obige Rechnung nur in erster Annäherung, da unter diesen Umständen das ins Fernrohr einfallende Lichtbündel elliptischen Querschnitt mit variabler kleiner Axe besitzt.

288. Es erübrigt uns noch, die Berechnung der Helligkeit des Bildes, die wir im § 275 vom Standpunkt der Büscheltheorie angestellt haben, auf Grund der Wellentheorie zu prüfen.

Wir können hier drei Arten von Intensitäten unterscheiden:

1. Die Gesammtintensität des in der Focalebene vorhandenen Beugungsbildes.

2. Die Intensität in einzelnen Punkten.

3. Die mittlere Intensität des von uns als Bild bezeichneten Mittelstreifens.

Sehen wir von allen Verlusten durch Reflexion und Absorption ab, so ist nach dem Princip von der Erhaltung der Energie und nach den allgemeinen Diffractionsgleichungen[1]), die Gesammtintensität gleich der auf die Oeffnung aufgefallenen, somit proportional der Intensität der Lichtquelle und der Fläche der nutzbaren Oeffnung. Wenn wir die erstere = 1 setzen, wird

$$(61) \qquad J' = ab, \quad \text{resp. } \pi R^2.$$

In dem p. 283 besprochenen Falle eines gleichschenkligen Prismas ist z. B. auch die Gesammtintensität variabel. Ist e_1 grösser als der zur Minimalstellung gehörige Werth, so wird die Gesammtintensität proportional $bs\cos e_1$, ist e_1 kleiner als der genannte Werth, proportional $bs\,\frac{\cos e_1 \cos e_2}{\cos b_2}$.

Durch Vergleich mit (52) ergiebt sich, dass das Verhältniss der Gesammthelligkeit zur Breite des abbildenden Büschels oder das Product aus Gesammthelligkeit und Bildbreite proportional ist $\frac{\cos e_1 \cos e_2}{\cos b_1 \cos b_2}$.

1) Lord Rayleigh, Encyclopaedia. Art. Wave theory. p. 432.

289. Die Intensität in jedem Punkte wird durch die früheren Formeln gegeben. Ausgezeichnet ist die Intensität der hellsten Linie [1], der Mittellinie: sie wird, wie man aus den Gleichungen (45), (46), (55) und (56) sieht, für einen leuchtenden Punkte resp. eine leuchtende Gerade

	Rechteckige Oeffnung	Kreisförmige Oeffnung
(62)	$\frac{a^2 b^2}{\lambda^2 f^2}$	$\frac{\pi^2 R^4}{\lambda^2 f^2}$
	$\frac{a^2 b}{\lambda f}$	$\frac{\pi R^3}{\lambda f}$

Die absolute Helligkeit in der Mitte und damit die Helligkeit in jedem einzelnen Punkte ist also für einen leuchtenden Punkt proportional dem Quadrat der Oeffnung, für eine Linie der Höhe und dem Quadrat der Breite der abbildenden Oeffnung.

Als zusammengehörig sind hier die Punkte bezeichnet, die zu gleichen Werthen u resp. ζ gehören; man darf aber nicht vergessen, dass dies keineswegs die gleichen Punkte der Focalebene sind. Nur für den Mittelpunkt resp. die Mittellinie fällt diese Unterscheidung fort.

290. Es bleibt die mittlere Intensität des Linienbildes. Wir verstehen hier unter Bild wieder den zwischen den nächsten Seiten-Minimis enthaltenen Streif.

Seine Gesammthelligkeit ist auf der Länge 1 für rechteckige Oeffnung

$$(63)\qquad \frac{ab}{\pi}\int_{-\pi}^{+\pi}\frac{\sin^2 u}{u^2}\,du = \frac{p}{\pi}\,ab.$$

p hat angenähert den Werth $0{,}9\,\pi$, ist also nahezu gleich π. Es wird somit circa 90% der gesammten im Beugungsbild vorhandenen Intensität in dem mittleren Streifen vereinigt. Dieser verhält sich also genau so, wie es für die ganze Intensität gefunden wurde; insbesondere ist bei einem gleichschenkligen Prisma das Product aus Intensität und Bildbreite proportional

$$\frac{\cos e_1 \cos e_2}{\cos b_1 \cos b_2}.$$

Die mittlere Intensität ist das Verhältniss von Gesammtintensität zu Bildbreite; also nach (49 a)

$$(64)\qquad J_1 = \frac{p}{2\pi}\,\frac{a^2 b}{\lambda f}.$$

Die mittlere Helligkeit zeigt somit das nämliche Verhalten, wie in (62) die Intensität längs einer Verticalen; sie ist proportional dem Quadrate der freien Oeffnungsbreite. [2]

291. Nehmen wir wieder den Specialfall eines gleichschenkligen Prismas, so ist nach dem soeben Gesagten, wenn J die Gesammtintensität des „Bildes",

1) Lord Rayleigh, Ibid. p. 430.

2) Lord Rayleigh, Encyclopaedia **24**. Art. Wave theory. p. 430.

e' der zur Minimumstellung gehörige Werth von e_1 und die Intensität des vom Collimatorrohre ausgehenden Lichtes gleich 1, mit Rücksicht auf (52)

$$J \cdot \xi_1 = \frac{p\,b}{\pi} \frac{\cos e_1 \cos e_2}{\cos b_1 \cos b_2} \lambda f, \quad \text{daher, wenn}$$

$$(65) \quad \begin{cases} 1)\ e_1 > e'; \quad J_1 = \dfrac{J}{2\xi} = \dfrac{1}{2} \dfrac{p\,b\,s^2}{\pi \lambda f} \cos b_1 \cos b_2 \dfrac{\cos e_1}{\cos e_2} \\ 2)\ e_1 < e'; \quad J_1 = \dfrac{1}{2} \dfrac{p\,b\,s^2}{\pi \lambda f} \cos e_1 \cos e_2 \dfrac{\cos b_2}{\cos b_1}. \end{cases}$$

Hier erreicht J_1 sein Maximum wieder beim symmetrischen Durchgang, und man hat

$$(65\,a) \qquad J_1 = \frac{1}{2} \frac{p\,b\,s^2}{\pi \lambda f} \left(1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}\right).$$

Für den Fall einer kreisförmigen Oeffnung lassen sich ganz analoge Rechnungen anstellen, wenn man in (55) die Integration zwischen den Bildgrenzen, also etwa zwischen — 3,55 und + 3.55 ausführt.

292. Auch bei der genaueren Untersuchung der Bilderzeugung durch Prismen auf Grund der Wellentheorie haben wir eine Reihe von Vereinfachungen und Vernachlässigungen eingeführt, die in der Wirklichkeit nicht zutreffen. Wir sahen ab von dem Krümmungsvermögen der Prismen, wir nahmen an, der Spalt sei unendlich lang und eine mathematische Linie; das benutzte Licht wurde als vollkommen homogen und die optischen Flächen als vollkommen betrachtet; endlich wurde von den Einflüssen der Reflexion und Absorption gänzlich abgesehen.

293. Wir verweisen für die genauere Theorie, die auch diese Umstände in Rechnung zieht, auf Kapitel V und wollen hier nur noch die Aenderungen in Betracht ziehen, welche eintreten, wenn der Spalt eine bestimmte Höhe und Breite besitzt.

Beträgt die Höhe des geometrischen Bildes h, die Breite k, so empfängt jeder Punkt der Focalebene Intensitäten, welche von leuchtenden Punkten herkommen, die in ihrer Lage zwischen $\eta \pm \frac{h}{2}$, resp. $\xi \pm \frac{k}{2}$ variiren.

Es wird somit nach (45) und (46)

$$\int\limits_{\left(\xi - \frac{k}{2}\right)}^{\left(\xi + \frac{k}{2}\right)} \int\limits_{\left(\eta - \frac{h}{2}\right)}^{\left(\eta + \frac{h}{2}\right)} J^2 \, d\xi \, d\eta = \frac{a^2 b^2}{\lambda^2 f^2} \int\limits_{\left(\xi - \frac{k}{2}\right)}^{\left(\xi + \frac{k}{2}\right)} \frac{\sin^2 \dfrac{\pi a \xi}{\lambda f}}{\dfrac{\pi^2 a^2 \xi^2}{\lambda^2 f^2}} \, d\xi \int\limits_{\left(\eta - \frac{h}{2}\right)}^{\left(\eta + \frac{h}{2}\right)} \frac{\sin^2 \dfrac{\pi b \eta}{\lambda f}}{\dfrac{\pi^2 b^2 \eta^2}{\lambda^2 f^2}} \, \eta$$

oder

$$= \frac{a\,b}{\pi^2} \int\limits_{\frac{\pi a}{\lambda f}\left(\xi - \frac{k}{2}\right)}^{\frac{\pi a}{\lambda f}\left(\xi + \frac{k}{2}\right)} \frac{\sin^2 u}{u^2} \, du \int\limits_{\frac{\pi b}{\lambda f}\left(\eta - \frac{h}{2}\right)}^{\frac{\pi b}{\lambda f}\left(\eta + \frac{h}{2}\right)^2} \frac{\sin^2 u}{u^2} \, du$$

$$(66) \qquad = \frac{a\,b}{\pi^2}\, \varphi\,(\xi,\, k,\, a)\, \varphi\,(\eta,\, h,\, b).$$

φ bezeichnet ein Integral, das sich nicht direct angeben lässt und von Wadsworth näher untersucht ist; es stellt die zwischen den Ordinanten $\frac{\pi a}{\lambda f}\left(\xi \pm \frac{k}{2}\right)$ gelegene von der Curve Fig. 91 und der Abcissen-Axe begrenzte Flächenstück dar, ist wesentlich positiv, gewissen periodischen Schwankungen unterworfen und zeigt einen ähnlichen Verlauf, wie die Function $K_1(z)$ in (56). Je kleiner h, resp. k, um so mehr nähert sich der Werthverlauf dem der Curve Fig. 91. Je grösser h resp. k ist, um so langsamer sind die Schwankungen. Ist z. B. $\frac{\pi a}{\lambda f}\,\frac{k}{2} = 2\pi + \mu$, so haben wir in einer Breite $\xi = \frac{2\lambda f}{a}\left(1 + \frac{\mu}{\pi}\right)$ nahezu constante Helligkeit, da das Integral alsdann nahe den Werth π behält.

Eine genauere Untersuchung über die Lage der Minima für gegebenes h und k findet man bei Michelson[1]) und Wadsworth.[2]) Es genügt uns hier festzustellen, dass der Intensitätsverlauf in Richtung der ξ und η völlig analog ist, dass er bei genügend langem Spalte ein ziemlich rasches Abfallen der Intensität an den Enden bewirkt und dass nunmehr die Intensitäten in jedem Punkte der freien Oeffnung proportional sind.

Ist dagegen k klein, der Spalt eng, wie es in Richtung der ξ zutrifft, so beeinflusst es den Intensitätsverlauf der Linie in praktisch wichtigerer Weise.

Der Intensitätsabfall am Rande des „Linienbildes" und damit das Winkelauflösungsvermögen hängen dann ausser von a und der Stellung des Prismas noch von dem Werthe von k ab.

294. Bevor wir dazu übergehen, die bisher als constant betrachtete Grösse n als variabel anzunehmen, wollen wir noch kurz den Fall besprechen, wo n zwar nicht mit der Wellenlänge des Lichtes, wohl aber mit der Bewegungsrichtung im brechenden Körper wechselt, wo unser Prisma also doppelbrechend ist. Sind die Prismenflächen beliebig zu den Krystallaxen orientirt, so beobachtet man im Allgemeinen zwei verschieden stark abgelenkte Bilder. Das Bild eines kurzen Spaltes ist dabei der brechenden Kante nicht parallel, sondern bildet einen gewissen Winkel mit ihr, dessen Tangente von dem Ein- und Ausfallswinkel und von der krystallographischen Orientirung des Prismas abhängt.[3]) Die rechnerische Verfolgung dieser Erscheinungen, ihre Abhängigkeit von den Constanten des Krystalls und ihre Anwendung zur Bestimmung der Hauptbrechungsindices derselben gehört dem speciell krystallographischen Gebiete

---

1) A. A. Michelson, On the application of interference methods to astronomical measurements. Phil. Mag. (5) **30**. p. 1—19 (1890), p. 14.

2) F. S. O. Wadsworth, Ueber das Auflösungsvermögen von Fernrohren und Spectroscopen für Linien von endlicher Breite. Wied. Ann. **61**. p. 610 (1897), auch Phil. Mag. (5) **43**. p. 317—343 (1897), On the conditions of maximum efficiency in the use of the spectrograph. Astroph. J. **3**. p. 320 (1896.

3) A. Cornu, De la réfraction à travers un prisme suivant une loi quelconque. Ann. éc. norm. (2) **1**. p. 230—272 (1872), (2) **3**. p. 1—46 (1874).

an. Wir verweisen dafür auf die Lehrbücher der Krystallographie [1]), sowie auf die unten angegebene Litteratur.[2])

Von doppelbrechenden Krystallen kommt zudem fast nur der Quarz wegen seiner Durchsichtigkeit im sichtbaren und unsichtbaren Spectrum für spectralanalytische Zwecke in Betracht [3]), und zwar ist er eine ganz specielle Orientirung der Prismenflächen zur optischen Axe, die, von Cornu angegeben, am besten wirkt.[4])

Man schneidet nämlich das Prisma so, dass die optische Axe auf der Halbirungsebene des Prismenwinkels senkrecht steht, die Prismenflächen gleiche Winkel mit der Axe bilden. Der Effect der gewöhnlichen doppelten Brechung wird dadurch vermieden. Alle Strahlen, die das Prisma im Minimum der Ablenkung durchsetzen, gehen in Richtung der optischen Axe durch; wir beobachten nur ein Bild, nur ein Spectrum, die Uebereinanderlagerung zweier Spectren und die Verwirrung der Bilder wird vermieden. Wegen der schwachen Doppelbrechung des Quarzes in der Nähe der Axe erfahren ferner auch alle Strahlen, welche keine gar zu grosse Abweichung von dem symmetrischen Durchgang besitzen, nur eine praktisch unschädliche Spaltung, so dass man das Spectrum in einem gewissem der Minimumstellung benachbarten Bezirke scharf sieht.[5])

Bei dieser Anordnung macht sich jedoch nun wieder die circulare Doppelbrechung des Quarzes störend bemerkbar. Das in der Richtung der Axe eindringende Licht wird in zwei rechts und links circularpolarisirte Strahlen zerlegt, die verschiedene Fortpflanzungsgeschwindigkeit besitzen, somit auch

1) Th. Liebisch. Physikalische Krystallographie. Leipzig 1891 bei Voit p. 376—404. — P. Drude, Artikel „Doppelbrechung" in Winkelmann's Handbuch der Physik. Bd. II, 1. Breslau 1894 bei Trewendt. p. 706—713. — F. Neumann, Vorlesungen über theoretische Optik, herausgegeben von E. Dorn. Leipzig 1885. p. 211—215.

2) Th. Liebisch, Ueber die Bestimmung der Lichtbrechungsverhältnisse doppelbrechender Krystalle durch Prismenbeobachtungen. N. Jahrb. f. Min. **1**. p. 14—34 (1886). — M. Born, Beiträge zur Bestimmung der Lichtbrechungsverhältnisse doppelbrechender Krystalle durch Prismenbeobachtungen. Diss. Königsberg (1886). N. Jahrb. f. Min. Beil. Bd. **5**. p. 4ff. (1887). — G. S. Stokes, On a formula for determining the optical constants of dubly refracting crystals. Cambr. and Dubl. Math. J. **1**. p. 183 (1846)*. Math. a. Phys. Papers. Cambridge 1880. Bd. **1**. p. 148—152. — H. de Senarmont, Note sur quelques formules propres à la détermination des trois indices principaux dans les cristaux biréfrigents. Nouv. Ann. de Math. **16**. p. 273 (1857). — V. v. Lang, Ueber die Minimum-Ablenkung der Lichtstrahlen durch doppeltbrechende Prismen. Wien. Ber. **33**. p. 155 (1858), ib. p. 577. — H. Topsoe og. C. Christiansen, Krystallografisk-optiske Undersoegelser, med saerligt Hensyn til isomorfe Stoffer. Vidensk. Selt. Skr. (5) **9**. (1873), **9***. Ann. chim. phys. (5) **1**. p. 5—99 (1874). Pogg. Ann. Ergänzbd. **6**. p. 499—585 (1874). — Th. Liebisch, Ueber das Minimum der Ablenkung durch Prismen optisch zweiaxiger Krystalle. Gött. Nachr. 1888. p. 197 u. f. Weitere Arbeiten von Swan, Stokes, Rudberg, Abria, Glazebrook, Hastings, Dufet u. A. in den angegebenen Werken über Krystallographie.

3) Kalkspath ist allerdings auch häufiger benutzt worden, in neuerer Zeit jedoch mehr zurückgetreten.

4) A. Cornu, Spectroscope destiné à observation des radiations ultra-violettes. J. de Phys. **8**. p. 185—193 (1579). Die Prismenorientirung, bei der die optische Axe mit der Richtung des symmetrisch durchgehenden Strahles zusammenfällt, rührt nicht von Cornu her, sondern ist schon von Helmholtz, Esselbach, Miller, Mascart, Draper, Müller und anderen benutzt worden.

5) Diese Form des Quarzprismas benutzte u. a. Esselbach.

verschieden abgelenkt werden. Wir sehen also zwei Spaltbilder, die z. B. im Lichte der D-Linie bei einem Prisma von 60° etwa um 27″ von einander abstehen.[1]) Je nachdem das Prisma einem rechts oder links drehenden Krystall entnommen ist, ist das weniger abgelenkte Bild rechts oder links polarisirt.

Dieser Uebelstand lässt sich vollständig vermeiden, wenn man überhaupt nur rechts oder links polarisirtes Licht anwendet, also vor den Spalt eine circularpolarisirende Vorrichtung einschaltet. Man beobachtet dann eben nur das eine oder das andere Bild. Ist dies wegen des Lichtverlustes oder aus sonstigen Ursachen nicht angängig, so zerlegt man das Prisma nach dem Vorgange von Cornu[2]) durch einen Schnitt längs der den Prismenwinkel halbirenden Ebene in zwei Hälften und ersetzt die eine durch eine ihr gleichartige, aber aus einem entgegengesetzt drehenden Krystall entnommene, indem man die beiden Theile mit einer Spur Wasser oder Glycerin oder Alkohol zusammenklebt. Der Strahl der in der ersten Hälfte stärker abgelenkt wurde, wird in der zweiten weniger abgelenkt und umgekehrt, so dass die Wirkungen der beiden Hälften sich compensiren. Benutzen wir zwei hinter einander geschaltete Prismen von gleichem brechenden Winkel, so genügt es offenbar, das eine aus einem rechts-, das andere aus einem linksdrehenden Krystall zu schneiden. Der Ausgleich ist indess in beiden Fällen nicht vollkommen, auch gehen beide Strahlen nicht genau parallel der optischen Axe, so dass die ideale Schärfe der Linien wohl kaum erreicht wird.[3])

295. Wir wollen nunmehr die bisher festgehaltene Annahme, dass das benutzte Licht von ein und derselben Wellenlänge, von demselben Brechungsindex sei, fallen lassen, indem wir vorläufig jedoch noch von der besonderen Natur der Function, welche den Zusammenhang zwischen n und λ darstellt, von dem Dispersionsgesetz, absehen.

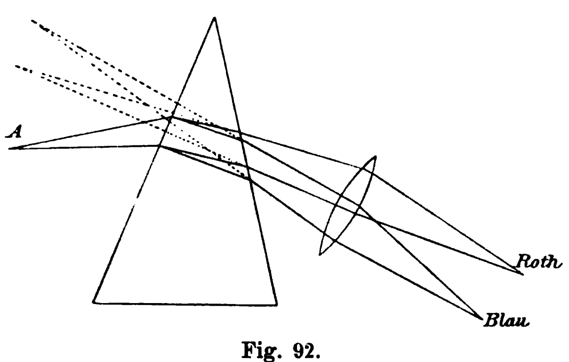


Fig. 92.

Die in den vorhergehenden Paragraphen behandelte Abbildungstheorie erlaubt uns nun die Erscheinungen vorherzusagen, welche eintreten, wenn das einfallende Lichtbündel, das aus dem Collimatorrohre kommende parallele Licht, aus mehreren Componenten zusammengesetzt ist, die verschiedene Brechungsexponenten besitzen.

Benutzen wir z. B. nur ein dünnes Bündel A (Fig. 92), welches aus blauem und rothem Lichte besteht, und entwerfen durch eine Linse ein Bild, oder

1) A. Cornu, Sur une loi simple relative à la double réfraction circulaire naturelle et magnétique. C. R. **92**. p. 1365—1370 (1881).

2) A. Cornu, Spectroscope destiné a l'observation des radiations ultra-violettes. Journ. de phys. **8**. p. 185—193 (1879).

3) Ueber die Benutzung von Quarzapparaten folgt in Kap. 5 noch genaueres.

schauen mit dem bewaffneten oder unbewaffneten Auge durch das Prisma, so sehen wir zwei Bilder in verschiedener Beschaffenheit gemäss den Paragraphen 274—275. Ist das einfallende Licht parallel, so liegen die Bilder des leuchtenden Punktes, der leuchtenden Linie, in derselben Entfernung und sind gleichzeitig scharf. Wir erhalten ein aus zwei Linien, einer blauen und einer rothen bestehendes Spectrum.

Ebenso geht es, wenn mehr als zwei discrete Strahlenarten vorhanden sind. Jede für sich liefert in ihrer Farbe ein besonderes Bild des Spaltes, dessen Beschaffenheit in den verschiedenen Theilen des Gesammtbildes, des Spectrums, wir nach den Regeln der letzten Paragraphen berechnen können.

Besteht das vom Spalte kommende Licht aus Strahlen mit continuirlich variablem Brechungsindex, betrachten wir also das Licht eines festen Körpers, so erhalten wir allerdings noch immer in jeder Strahlenart ein Bild des Spaltes, aber diese Bilder überdecken sich, um so mehr, je breiter sie sind, und je langsamer sich die Ablenkung des Prismas von Strahl zu Strahl ändert, und es entsteht als Integrationswirkung ein continuirliches Spectrum.

296. Newton[1]) geht in seiner Optik den umgekehrten Weg wie die vorstehende Ueberlegung. Er beobachtete das Spectrum, in welches ein dünnes Bündel Sonnenlicht durch ein Prisma auseinander gezogen wurde, und schloss daraus auf die Zusammengesetztheit des Sonnenlichtes und die Aenderung des Brechungsindex des Glases von Farbe zu Farbe. Der experimentelle Beweis dafür, dass das Sonnenlicht aus einfachen, nicht weiter zerlegbaren Lichtarten zusammengesetzt sei, denen eine bestimmte Brechbarkeit zukomme, ist stets als eine der schönsten Leistungen Newtons bewundert worden. Seinen Fundamentalversuchen hat auch die Folgezeit im Grunde nichts Wesentliches hinzuzufügen vermocht, und sie sind in fast unveränderter Form in die Lehrbücher der Experimentalphysik übergegangen. Wir dürfen es daher bei einem Hinweis auf das Original bewenden lassen, um so mehr, als dieses letztere durch neuere Ausgaben so bequem zugänglich gemacht ist[2]), und führen nur noch einige Methoden an, welche ausser den von Newton benutzten angegeben worden sind, um die Wiederzusammensetzung der spectralen Farben zu Weiss zu demonstriren.[3])

Ein solches Verfahren rührt z. B. von Münchow[4]) her. Man entwirft das Sonnenspectrum auf einem Schirm und lässt das erzeugende Prisma oscilliren, so dass jede Farbe des Spectrums mit sämmtlichen anderen zur Deckung gebracht wird. Meistens wird dies durch ein Uhrwerk ausgeführt. Das Bild ist weiss mit rothem resp. violettem Rande. Der Erfolg verbessert sich noch, wenn man ein Doppelprisma nimmt, z. B. ein gleichschenklig-rechtwinkliges,

1) Man vergl. p. 3 und 4 des Kapitels I.

2) Z. B. in Ostwald's Klassikern der exacten Wissenschaften Nr. 96 u. 97. Leipzig bei Engelmann 1898.

3) Die Newton'schen Versuche sind vielfach von Anderen als neu beschrieben worden. Zum Beisp. der 11. Versuch des I. Buches. Theil 2 von J. Müller. Zusammensetzung des weissen Lichtes aus den verschiedenen Farben des Spectrums. Pogg. Ann. **58**. p. 358—359 (1843).

4) Nach der Angabe Müller's; ich habe den Ort nicht gefunden.

und das Licht von der Hypotenusenfläche her durch beide Hälften gehen lässt; bei passender Wahl des Abstandes erhält man ein weisses Bild ohne farbige Säume. Stroumbo[1]) lässt das Prisma rotiren.

Loudon[2]) und Lavaut de Lestrade[3]) benutzten an Stelle des oscillirenden Prismas einen rotirenden Spiegel, durch den das Spectrum auf einen Schirm projicirt wird.

Luvini[4]) wendet einen oscillirenden Planspiegel an. Beide Verfahren liefern gute Resultate; namentlich ist das erstere besonders klar und bequem auszuführen, wenn auch die Intensität des Bildes geschwächt ist.

Im Uebrigen kann natürlich auch jeder Farbenmischapparat für spectrales Licht zu gedachtem Zwecke benutzt werden.

297. Gehen wir jetzt über zur Besprechung der von Prismen entworfenen Spectren, so können wir an denselben eine Reihe von Eigenschaften unterscheiden, welche in ihrer Gesammtheit sowohl für das spectrale Bild, wie für den ganzen spectralen Apparat characteristisch sind. Aus diesem Grunde wird man einen Theil von ihnen erst in dem Kapitel V genau discutirt finden.

Wir setzen voraus, das Licht komme aus einem richtig justirten Collimator mit Spalt und es werde von einer Linse ein reelles Spectrum entworfen. Nun unterscheiden wir:

1. Die lineare Grösse des Spectrums.
2. Die in dem Spectrum vorhandene Dispersion und zwar:
   a) die für die Prismensubstanz characteristische Dispersion,
   b) den Gang der Dispersion in einem bei bestimmter Prismenstellung erzeugten Spectrum,
   c) die Dispersion in der Minimumstellung der Prismen,
   d) die Gesammtdispersion in einem bestimmten Theil des Spectrums, d. h. den Winkel zwischen zwei Strahlen, deren Brechungsexponenten sich um endliche Beträge unterscheiden.
3. Die Reinheit des Spectrums und zwar:
   a) die thatsächlich vorhandene,
   b) die normale,
   c) die ideale Reinheit oder das Auflösungsvermögen.
4. Die Helligkeit des Spectrums.

298. Beginnen wir mit der linearen Grösse. Dieselbe hängt ausschliesslich ab von der Brennweite des benutzten Fernrohrobjectivs und von der Vergrösserung etwa sonst noch angewendeter optischer Apparate, z. B. des Oculars.

1) Stroumbo, Sur la recomposition de la lumière blanche à l'aide des couleurs du spectre. C. R. **103**. p. 737—738 (1886).

2) J. London, Recomposition of the component colours of white light. Phil. Mag. (5) 1. p. 170—171 (1876).

3) Lavaut de Lestrade, Nouveau moyen de recomposer la lumière du spectre solaire. Mondes (2) **42**. p. 570—580 (1877); (2) **43**. p. 828—830, (2) **44**. p. 416—417 (1877).

4) J. Luvini, Specchio vibrante per la ricomposizione de' colori dello spettro. Nuovo Cim. (3) **2**. p. 39—42 (1877).

Durch die Veränderung der letzteren haben wir die lineare Grösse des Spectrums völlig in der Hand. Der Winkel der einzelnen Strahlen oder die Reinheit wird dadurch aber nicht beeinflusst.[1]) Nur die Helligkeit nimmt — abgesehen von den vermehrten Verlusten durch Reflexion — ab, umgekehrt proportional dem Quadrate der linearen Vergrösserung.

Wie man es mit dieser hält, hängt von den Umständen ab. Bei bolometrischen Untersuchungen kann es z. B. trotz der Verminderung der mittleren Helligkeit wegen der Breite des Bolometerstreifens zweckmässig sein, die linearen Dimensionen des Spectrums zu vergrössern. Es zeigt sich dann eventuell eine scheinbare Steigerung der Reinheit des Spectrums.

299. Bezeichnen wir zweitens, wie früher, die Ablenkung eines beliebigen Lichtstrahles mit D, die ihm in den verschiedenen Prismensubstanzen zukommenden Werthe des Brechungsexponenten mit n_1 ect. bis $n_{\varkappa-1}$, indem wir annehmen, die aus dem Collimatorrohr austretenden Strahlen besässen noch keine Dispersion und das Prismensystem befinde sich in Luft, von deren Farbenzerstreuung wir hier absehen, so wird der Gang der Dispersion gegeben durch

$$(67) \qquad \frac{\partial D}{\partial \lambda} = \frac{\partial D}{\partial n_1}\frac{d n_1}{d \lambda} + \frac{\partial D}{\partial n_2}\frac{d n_2}{d \lambda} + \ldots . \frac{\partial D}{\partial n_{\varkappa-1}}\frac{d n_{\varkappa-1}}{d \lambda}.$$

Man sieht, die Dispersion in einem Spectrum setzt sich zusammen aus Grössen zweierlei Art. Die einen, $\frac{\partial D}{\partial n_\varrho}$, hängen ausser von n_1 bis n_ϱ noch ab von den Werthen der brechenden Winkel und von den Einfalls- resp. Brechungswinkeln. Die anderen, $\frac{d n_\varrho}{d \lambda}$, hängen allein ab von der geltenden Dispersionsformel und von den Constanten jedes Mediums; kennen wir die letzteren, so sind sämmtliche Grössen $\frac{d n_\varrho}{d \lambda}$ bekannt. Wir können sie als die für die Prismensubstanz characteristische Dispersion bezeichnen.

Es kommt somit darauf an, die Grössen $\frac{\partial D}{\partial n_\varrho}$ zu bestimmen.

300. Wie führen dies zunächst für den Specialfall eines einzelnen Prismas aus. Hier wird[2])

$$(68) \qquad \frac{\partial D}{d \lambda} = \frac{\partial D}{\partial n}\frac{d n}{d \lambda}.$$

Nach Gleichung (4) ist aber

$$D = e_1 + e_2 - \alpha \quad \text{somit} \quad \frac{\partial D}{d n} = \frac{\partial e_2}{\partial n}$$

die Differentiation von Gl. (1) (2) (3) giebt weiter

---

1) Wie in älteren Arbeiten noch hin und wieder angegeben wird, z. B. F. Kohlrausch, Ueber ein einfaches Mittel, die Ablenkung oder Zerstreuung eines Lichtstrahles zu vergrössern. Pogg. Ann. **143**. p. 145—147 (1871).

2) Man vergl. die bereits in den §§ 257—267 citirte Litteratur, in der durchweg auch die Dispersion eines Prismas berechnet wird; weiterhin: W. H. M. Christie, On the magnifying power of the half prism as a means of obtaining great dispersion and on the general theory of the half-prism spectroscope. Proc. Roy. Soc. **26**. p. 8—40 (1878).

$$0 = \sin b_1 \, dn + n \cos b_1 \, db_1$$
$$\cos e_2 \, de_2 = \sin b_2 \, dn + n \cos b_2 \, eb_2$$
$$db_1 + db_2 = 0.$$

Somit haben wir durch Elimination:

$$\frac{\partial e_2}{\partial n} = \frac{\sin (b_1 + b_2)}{\cos b_1 \cos \mathfrak{h}_2} = \frac{\sin \alpha}{\cos b_1 \cos \mathfrak{h}_2}, \quad \text{also}$$

$$\frac{\partial D}{\partial \lambda} = \frac{\sin \alpha}{\cos b_1 \cos e_2} \frac{dn}{d\lambda}. \tag{69}$$

Die Dispersion hängt also — wir können von dem Factor $\frac{dn}{d\lambda}$ ganz absehen — ausser von n noch von dem brechenden Winkel α und von dem Einfallswinkel ab. Sie wird unendlich gross, wenn $\cos e_2 = 0$, wenn streifender Austritt stattfindet. Dies ist offenbar der Maximalwerth. Lassen wir e_2 abnehmen, indem wir e_1 passend ändern, so nimmt die Dispersion ab, geht durch ein Minimum und steigt dann wieder. Die Thatsache, dass die Dispersion an einer bestimmten Stelle des Spectrums ein Minimum erreicht, wenn der Einfallswinkel variirt, wurde wohl zuerst von Herschel[1]) bemerkt, der auch fand, dass die Stellung der minimalen Dispersion von der des symmetrischen Durchganges durchaus verschieden ist. Die Auflösung der die betreffende Stellung bestimmenden Gleichung vom dritten Grade wurde jedoch unübersichtlich. so dass sich der Werth von e_1 nicht angeben liess. Dann beschäftigten sich Mousson[2]), Reusch[3]), Block[4]) und Thollon[5]) mit dem Gegenstand.[6]) Thollon giebt folgende genäherte Auflösung.

Damit $\frac{\partial D}{\partial n}$ ein Minimum werde, muss $\cos b_1 \cos e_2$ ein Maximum sein. Nennt man

$$\cos b_1 \cos e_2 = y, \quad \text{so ist}$$

$$\frac{dy}{de_2} = -\sin e_2 \cos b_1 - \cos e_2 \sin b_1 \frac{db_1}{de_2} = 0$$

1) J. F. W. Herschel, Vom Licht, Uebers. von E. Schmidt, Stuttgart und Tübingen 1831 bei Cotta. p. 214—215.

2) A. Mousson, Ueber Spectralbeobachtungen. Pogg. Ann. **112**. p. 428—441 (1861).

3) E. Reusch, Die Lehre von der Brechung und Farbenzerstreuung an ebenen Flächen und in Prismen in mehr synthetischer Form dargestellt. Pogg. Ann. **117**. p. 245 (1862).

4) E. Block, Beiträge zur Theorie der Lichtbrechung in Prismensystemen. Dissertation. Dorpat 1873.

5) L. Thollon, Minimum de dispersion des prismes; achromatisme de deux lentilles de même substance. C. R. **89**. p. 93—97 (1879).

6) A. Mousson hat vorgeschlagen, die Methode der gekreuzten Prismen zur Demonstration des Dispersionsganges zu benutzen, indem man das eine prismatische Spectrum durch ein Gitterspectrum ersetze: A. Mousson, Methode zur Messung der Dispersion in verschiedenen Theilen des Spectrums eines Prismas oder Spectroscops. Pogg. Ann. **148**. p. 660 (1873): E. Mach, Historische Bemerkung betreffend das von Herrn Mousson angegebene Verfahren zur Untersuchung der Dispersion, Pogg. Ann. **149**. p. 270 (1873), weist darauf hin, dass die Kreuzung von Prisma und Gitter schon von Fraunhofer, Dvorak angewandt worden sei. Hierzu A. Mousson, Erwiderung auf Prof. Mach's Bemerkung. Pogg. **150**. p. 495—496 (1873). Man vergl. zum Dispersionsgange eines Prismas auch: E. Mascart, Sur les modifications qu'éprouve la lumière par suite du mouvement de la source lumineuse et du mouvement de l'observateur. Ann. éc. norm. (2) **3**. p. 363—420 (1874).

und zugleich $\quad d\,b_1 = -\,d\,b_2,\quad \frac{d\,b_2}{d\,e_2} = \frac{\cos e_2}{n \cos b_2}.$

Setzt man ein und reducirt, so kommen die folgenden Gleichungen

$$\cos^2 e_2 \sin b_1 - n \sin e_2 \cos b_1 \cos b_2 = 0$$

$$\sin b_1 - \sin b_1 \sin^2 e_2 = n^2 \sin b_2 \cos b_1 \cos b_2$$

$$\sin b_1 - n^2 \sin b_1 \sin^2 b_2 = n^2 \sin b_2 \cos b_1 \cos b_2$$

$$\operatorname{tg} b_1 - n^2 \operatorname{tg} b_1 \sin^2 b_2 = n^2 \sin b_2 \cos b_3$$

$$\operatorname{tg} b_1 = \frac{n^2 \sin b_2 \cos b_2}{1 - n^2 \sin^2 b_2}$$

$$\operatorname{tg} b_1 = \frac{n^2 \operatorname{tg} b_2}{1 - (n^2 - 1) \operatorname{tg}^2 b_2}.$$

Diese Gleichung löst Thollon nun näherungsweise durch den Ansatz

$$\frac{n^2 \operatorname{tg} b_2}{1 - (n^2 - 1) \operatorname{tg}^2 b_2} = \operatorname{tg} (n^2 b_2),$$

das heisst

$$b_1 = n^2 b_2. \tag{70}$$

Für ein Prisma von 50°, $n = 1{,}6$ wird zum Beispiel für

(70a)		$\frac{\partial D}{\partial n}$
	$e_1 = 90^0$	1,034
	$b_1 = n^2 b_2$	1,027
	$e_1 = e_2$	1,147
	$n^2 b_1 = b_2$	2,301
	$e_2 = 90^0$	∞

Ausführlicher noch untersucht Block die Frage [1]), in dem er auch den Fall in Rechnung zieht, wo e_1 fest bleibt, der Prismenwinkel jedoch geändert wird. Er findet, dass im letzteren Falle überhaupt kein Minimum der Dispersion eintritt. Ist e_1 veränderlich, so wird das Minimum nur erreicht, so lange α einen gewissen Werth nicht überschreitet. Die folgende Tabelle ermöglicht einen Vergleich der Stellungen, welche dem Minimum der Ablenkung und dem Minimum der Dispersion entsprechen. B, E und H sind die betreffenden Fraunhofer'schen Linien; die Brechungsexponenten derselben waren 1,76970, 1,78525, 1,8186.

	Minimum der Dispersion				Minimum der Ablenkung		
α	B	E	H	α	B	E	H
	e_1	e_1	e_1		e_1	e_1	e_1
5°	6° 43,1′	6° 48,4′	6° 59,8′	5°	4° 25,4′	4° 28,0′	4° 23,0′
10	13 29,6	13 40,3	14 3,3	10	8 52,4	8 57,1	9 7,2
15	20 24,0	20 40,7	21 16,5	15	13 21,2	13 28,5	13 43,9
20	27 31,5	27 54,7	28 44,9	20	17 53,8	18 3,6	18 24,6
25	34 59,8	35 30,3	36 37,5	25	22 31,3	22 43,8	23 10,7
30	43 0,2	43 41,2	45 10,7	30	27 15,7	27 31,2	28 4,7
35	51 56,5	52 52,1	54 56,0	35	32 9,1	32 28,1	33 9,1
40	62 44,0	64 9,6	67 28,8	40	37 14,8	37 37,9	38 27,8

1) E. Block, Beiträge zur Kenntniss der Lichtbrechung in Prismen. Diss. Dorpat 1873.

301. Einen besonders ausgezeichneten Werth erhält die Dispersion endlich, wenn sich das Prisma für den betreffenden Bezirk im Minimum der Ablenkung befindet. Nach Gl. 7 (p. 256) wird nämlich

$$(71)\qquad \frac{\partial D}{\partial n} = 2\,\frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{\cos\frac{\alpha+D}{2}} = \frac{2\sin\frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1-n^2\sin^2\frac{\alpha}{2}}} \quad \text{oder auch} = \frac{2}{n}\operatorname{tg} e_1.$$

Die Dispersion in der Minimumstellung hängt also ausser n nur von α ab; wir können sagen, es sei die für die Gestalt des Prismas characteristische Dispersion.

Die zweite Formel giebt uns $\frac{\partial D}{\partial n}$ lediglich als Function des Einfallswinkels, durch den dann natürlich der brechende Winkel bestimmt wird. Den Gang dieser „Normaldispersion" veranschaulicht die folgende Tabelle von Pickering.[1]) In derselben ist $n = 1{,}5$ angenommen.

Einfallswinkel e_1	0°	15°	30°	45°	56° 19′	60°	75°	80°	85°	90°
Halbe Dispersion $\frac{1}{n}\operatorname{tg} e_1$	0	0,179	0,385	0,667	1,000	1,1565	2,488	3,781	7,620	∞
Halbe Ablenkung $\frac{D}{2}$	0	5° 4′	10° 32′	16° 53′	22° 38′	24° 44′	34° 55′	38° 58′	43° 23′	48° 11′
Ablenkung in der gleichen Einheit wie Dispersion	0	0,231	0,465	0,746	1,000	1,093	1,543	1,721	1,917	2,121

Die Abhängigkeit der Dispersion vom Brechungsindex und von den Prismenwinkeln zeigt die nächste Tabelle.[2])

	n	$\alpha = 45°$	$\alpha = 60°$	$\alpha = 60° 56'$	$\alpha = 64°$	$\alpha = 67° 22'$
D	1,5	25° 4′	37° 10′	—	—	45° 16′
	1,6	30° 30′	46° 16′	—	52°	—
	1,7	36° 10′	56° 26′	58° 8′	—	—
$\frac{\partial D}{\partial n}$	1,5	0,935	1,512			
	1,6	0,968	1,667	2	2	2
	1,7	1,008	1,899			

Die letzten drei Winkel sind so gewählt, dass das reflectirte Licht vollständig polarisirt ist. Man sieht, dass bei dieser günstigsten[2]) Prismenform die Dispersion den constanten Werth 2 besitzt.

302. Um die Dispersion für beliebig viele brechende Ebenen zu berechnen, benutzen wir die Gleichungen und die Bezeichnungsweise der §§ 261—263. Gleichung (19) ergiebt für constanten Einfallswinkel

$$\partial D = -\,d b_\varkappa.$$

1) E. C. Pickering, On the comparative efficiency of different forms of the spectroscope. Amer. J. (2) **45**. p. 301—305 (1868), Phil. Mag. **36**. p. 39—43 (1868).

2) E. C. Pickering, l. c. Tabelle 1, 2, 3.

Um $db_\varkappa$ zu ermitteln[1]), differentiiren wir sämmtliche Gleichungen (18) und erhalten, wenn wir der Allgemeinheiten wegen auch e_1 als variabel ansehen, also annehmen, es bestehe schon Dispersion beim Eintritt in das Prismensystem:

$$
\begin{aligned}
& n_0 \cos e_1\, de_1 + \sin e_1\, dn_0 = n_1 \cos b_1\, db_1 + \sin b_1\, dn_1, \quad && db_1 = de_2 \\
(72)\quad & n_1 \cos e_2\, de_2 + \sin e_2\, dn_1 = n_2 \cos b_2\, db_2 + \sin b_2\, dn_2, && db_2 = de_3 \\
& \dots\dots\dots\dots && \dots \\
& n_{\varkappa-1} \cos e_\varkappa\, de_\varkappa + \sin e_\varkappa\, dn_{\varkappa-1} = n_\varkappa \cos b_\varkappa\, db_\varkappa + \sin b_\varkappa\, dn_\varkappa, && db_{\varkappa-1} = de_\varkappa .
\end{aligned}
$$

Das erste und das letzte Medium seien nun gleich, so dass $n_\varkappa = n_0 = 1$, dann wird $dn_\varkappa = dn_0 = 0$ und wir können alle Glieder, welche db_ϱ resp. de_ϱ enthalten, eliminiren.

Dazu multipliciren wir die ϱte Gleichung mit

$$\frac{\cos b_1 \cos b_2 \dots\dots \cos b_{\varrho-1}}{\cos e_2 \cos e_3 \dots\dots \cos e_\varrho} = \frac{\prod_1^{\varrho-1} \cos b_\sigma}{\prod_2^{\varrho} \cos e_\sigma} .$$

Addirt man sämmtliche Gleichungen, so kommt

$$\cos e_1\, de_1 + \sum_1^{\varkappa-1} dn_\varrho \left(\sin e_{\varrho+1} \frac{\prod_1^{\varrho} \cos b_\sigma}{\prod_2^{\varrho+1} \cos e_\sigma} - \sin b_\varrho \frac{\prod_1^{\varrho+1} \cos b_\sigma}{\prod_2^{\varrho} \cos e_\sigma} \right)$$

$$= db_\varkappa \frac{\prod_1^{\varkappa} \cos b_\sigma}{\prod_2^{\varkappa} \cos e_\sigma}$$

und da nach (18, III) p. 264

$$b_\varrho - e_{\varrho+1} = \alpha_\varrho, \qquad \text{also}$$

$$\sin e_{\varrho+1} \cos b_\varrho - \cos e_{\varrho+1} \sin b_\varrho = - \sin \alpha_\varrho$$

$$db_\varkappa \frac{\prod_1^{\varkappa} \cos b_\sigma}{\prod_2^{\varkappa} \cos e_\sigma} = \cos e_1\, de_1 - \sum_1^{\varkappa-1} dn_\varrho \sin \alpha_\varrho \frac{\prod_1^{\varrho-1} \cos b_\sigma}{\prod_2^{\varrho+1} \cos e_\sigma}$$

---

1) E. Block, Beiträge zur Kenntniss der Lichtbrechung in Prismen. Diss. Dorpat 1873. S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893 bei Trewendt p. 145—147. H. Krüss, Ueber Spectralapparate mit automatischer Einstellung. Zs. f. Instrkde. 5. p. 181—191 (1885).

somit

$$db_\varkappa = de_1 \frac{\prod_1^\varkappa \cos e_\sigma}{\prod_1^\varkappa \cos b_\sigma} - \sum_1^{\varkappa-1} dn_\varrho \sin\alpha_\varrho \frac{\prod_{\varrho+1}^\varkappa \cos e_\sigma}{\prod_\varrho^\varkappa \cos b_\sigma}.$$ [1])

Für die Dispersion erhalten wir

$$(73) \qquad \frac{\partial D}{\partial\lambda} = -\frac{de_1}{d\lambda}\prod_1^\varkappa \frac{\cos e_\sigma}{\cos b_\sigma} + \sum_1^{\varkappa-1}\frac{dn_\varrho}{d\lambda}K_\varrho$$

$\frac{de_1}{d\lambda}$ ist die ursprünglich vorhandene Dispersion; $\prod_1^\varkappa \frac{\cos e}{\cos b}$ die Angularvergrösserung des Systems. Die Dispersion $\frac{de_1}{d\lambda}$ wird somit von dem Prismensystem vergrössert, wie jeder andere Winkel.

Steht das Prismensystem so, dass das Licht im Minimum der Ablenkung durchgeht, so ist nach (23) $\prod_1^\varkappa \frac{\cos e_\sigma}{\cos b_\sigma} = 1$, die ursprüngliche Dispersion wird nicht geändert und die endgültige Dispersion von ihr unabhängig.[2]) Die Grössen K_ϱ sind identisch mit den Differentialquotienten $\frac{\partial D}{\partial n_\varrho}$ aus Gl. (67). Wir können sie auch so schreiben

$$(74) \qquad \frac{\sin\alpha_\varrho}{\cos b_\varrho \cos b_{\varrho+1}} \cdot \prod_{\varrho+2}^\varkappa \frac{\cos e_\sigma}{\cos b_\sigma}.$$

Der erste Factor ist nichts Anderes, als die Dispersion in dem von der ϱten und (ϱ — 1)ten Ebene gebildeten Prisma, und stimmt mit dem für ein Prisma gefundenen Werthe überein. Der zweite Factor ist die Angularvergrösserung der von der ($\varrho + 2$)ten bis $\varkappa$ten Ebene gebildeten Prismen.

Wir können also den Satz aussprechen: Die Dispersion eines zusammengesetzten Prismensystems ist gleich Summe der Dispersionen der einzelnen Bestandtheile, jede vergrössert nach Maass der Angularvergrösserung der nachfolgenden Systeme.

303. Wenden wir diese Ueberlegungen wieder auf den besonders wichtigen Fall an, wo man mehrere Prismen hintereinander in Luft hat, und wo die ursprüngliche Dispersion, also de_1 gleich Null ist[3]), und nehmen wir an, die Prismen seien alle aus dem gleichen Materiale, so wird, unter Vernachlässigung der Dispersion der Luftprismen

1) Andere Formen dieser Gleichungen bei Crapski l. c. p. 145.

2) Dies trifft jedenfalls zu, wenn die Ablenkung für irgend eine Farbe gleich Null, das System also geradsichtig ist.

3) Man vergl. H. Krüss, Ueber Spectralapparate mit automatischer Einstellung. Zs. f. Instrkde. 5. p. 181—191 (1885).

$$\frac{\partial D}{\partial \lambda} = \frac{dn}{d\lambda} \sum_{1}^{\frac{\varkappa}{2}} \Delta_\varrho W_{\varrho+1}^{\frac{\varkappa}{2}}.$$

Hier bedeutet Δ_ϱ die Dispersion $\frac{\partial D}{\partial n}$ im ϱten Prisma, $W_{\varrho+1}^{\frac{\varkappa}{2}}$ die Angularvergrösserung der folgenden Prismen.

Sind die Prismen so aufgestellt, dass sie sämmtlich im Minimum der Ablenkung durchlaufen werden [1]), so ist $W_{\varrho+1}^{\frac{\varkappa}{2}}$ stets gleich 1, also

$$\frac{\partial D}{\partial \lambda} = \frac{dn}{d\lambda} \sum_{1}^{\frac{\varkappa}{2}} \Delta_\varrho = 2 \frac{dn}{d\lambda} \sum_{1}^{\frac{\varkappa}{2}} \frac{\sin \frac{\alpha_\varrho}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha_\varrho}{2}}}.$$

Wenn endlich auch noch alle brechenden Winkel gleich sind, so wird einfach

$$\frac{\partial D}{\partial \lambda} = \varkappa \frac{\sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{\varkappa}{n} \operatorname{tg} e_1 \frac{dn}{d\lambda}$$

und wenn μ die Prismenzahl

$$\frac{\partial D}{\partial \lambda} = \frac{2\mu}{n} \operatorname{tg} e_1 \frac{dn}{d\lambda}. \tag{75}$$

Da man in der Praxis fast stets mehrere Prismen so benutzt, dass sie sich sämmtlich einzeln in der Minimumstellung befinden, so gilt die Regel, dass ihre Gesammtdispersion gleich der Summe der einzelnen Dispersionen ist.[2])

304. Ausser den bisher besprochenen, den Gang der Dispersion characterisirenden Grössen ist nun noch die Gesammtdispersion zwischen zwei bestimmten Stellen des Spectrums für dasselbe bezeichnend. Wir können sie setzen gleich

$$\Delta' = \frac{D' - D''}{\lambda_1 - \lambda_2}, \tag{76}$$

wo λ_1 und λ_2 zwei verschiedene Wellenlängen, D' und D'' die zugehörigen Ablenkungen sind.

Für ein einzelnes Prisma wird zum Beispiel

$$\Delta' = \frac{D' - D''}{n' - n''} \cdot \frac{n' - n''}{\lambda_1 - \lambda_2}.$$

In diesem Falle bemerkt man sogleich die Analogie mit $\frac{\partial D}{\partial \lambda}$. Auch Δ' besteht aus zwei Factoren. Der erste hängt ausser von n noch von dem brechenden Winkel und von dem Einfallswinkel des eintretenden Lichtes ab. Der zweite Factor ändert sich nur von Substanz zu Substanz und wird meistens

1) Vergl. § 262.

2) Wie auch direct aus § 262 zu sehen.

als die partielle Dispersion bezeichnet. Das Verhältniss der partiellen Dispersion $\frac{n_1' - n_1''}{n_2' - n_2''}$ dient dann zum Vergleich der Dispersionen in jedem Spectralbezirk.[1]) Bei einem bestimmten Prisma ist also die Gesammtdispersion der partiellen Dispersion proportional, und diese letztere wieder bestimmt sich aus dem geltenden Dispersionsgesetz und den für jedes Medium gültigen Constanten. Setzen wir zum Beispiel

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2}, \text{ so wird}$$

$$\frac{n' - n''}{\lambda_1 - \lambda_2} = b\,\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1^2\,\lambda_2^2}.^{2)}$$

Die Grösse Δ' bestimmt offenbar die Vertheilung der Farben, der Linien in einem prismatischen Spectrum. Sie ist constant im Gitterspectrum; die Vertheilung der Linien, das Verhältniss der gegenseitigen Abstände derselben, ist bei jedem Gitter das gleiche, das Gitterspectrum ist normal. Nicht so im prismatischen Spectrum. Hier ändert sich das Bild sowohl von Substanz zu Substanz, wie mit der jeweiligen Prismenstellung. Nähert sich eine Linie dem Punkte geringster Dispersion, so verkürzt sich der betreffende Theil des Spectrums; zu gleicher Zeit werden andere Theile auseinander gezogen, und dem überlagert sich der Einfluss des Factors $\frac{n' - n''}{\lambda_1 - \lambda_2}$.

Haben wir mehrere Prismen, so complicirt sich die Erscheinung noch mehr.

305. Zu ihrer genaueren Verfolgung könnten wir D' und D'' direct ausrechnen oder auch, wie es z. B. Block[3]) thut, Δ' auf irgend eine Weise in eine Reihe entwickeln.

Beide Verfahren führen jedoch zu so complicirten Formeln, dass damit nichts gewonnen wird.

Einfacher ist es, immer nur kleine Bezirke des Spectrums ins Auge zu fassen und dann die für $\frac{\partial D}{\partial \lambda}$ abgeleiteten Formeln als auch für Δ' näherungsweise gültig anzunehmen.

Für ein einzelnes Prisma können wir zum Beispiel mit Reusch[4]) in folgender Weise verfahren:

Wir gesellen den Strahlen λ_1 und λ_2 einen Strahl λ von mittlerer Wellenlänge bei, so dass $n_1 = n + \nu$, $n_2 = n - \nu$. Gl. (69) liefert dann angenähert

1) Man vergl. W. Grosse, Ueber die Länge der Spectren und der Spectralbezirke. Zs. f. Instrkde. **13**. p. 6—13 (1893), wo der ausdrückliche Nachweis geliefert wird, dass das Verhältniss $\frac{n_1'' - n_2''}{n_1' - n_2'}$ nicht direct das Verhältniss der Winkelbreite zweier Spectralbezirke zweier Prismen von gleichem brechenden Winkel sei.

2) Genaues Zahlenmaterial folgt in § 358

3) E. Block, Beiträge zur Theorie der Lichtbrechung in Prismensystemen. Dissertation. Dorpat 1873.

4) E. Reusch, Die Lehre von der Brechung und Farbenzerstreuung des Lichts an ebenen Flächen und Prismen, in mehr synthetischer Form dargestellt. Pogg. Ann. **117**. p. 241—262 (1862).

$$(77) \qquad \Delta D = \frac{2\nu \sin\alpha}{\cos e_2 \cos b_1},$$

indem wir das eine Mal λ_1, das andere Mal λ_2 auf den Mittelstrahl beziehen.

Die Länge eines Spectralbezirkes folgt somit angenähert einem ähnlichen Gesetze, wie der Gang der Dispersion, $\frac{\partial D}{\partial \lambda}$. Sie erreicht ein Minimum, wenn der Mittelstrahl λ sich in der Stellung minimaler Dispersion befindet, wenn also $b_1 = n^2 b_2$. Je weiter wir aber von dieser Stellung weggehen, um so ungenauer wird unsere Formel.

Durchsetzt der Mittelstrahl das Prisma symmetrisch, so wird nach (71)

$$(78) \qquad \Delta' = 4\nu \frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2\frac{\alpha}{2}}} = \frac{4\nu}{n} \operatorname{tg} e_1,$$

wenn wir von dem Factor $\frac{n' - n''}{\lambda_1 - \lambda_2}$ absehen.

Für 60-gradige Prismen erhält man zum Beispiel, wenn man die Fraunhofer'schen Linien B und H für λ_1 und λ_2 zu Grunde legt, nach Reusch [1])

Substanz	n	ν	D	ΔD
Wasser	1,337	0,007	23° 54' 10'	1° 4' 43"
Crownglas	1,536	0,010	40° 20' 56"	1° 47' 21"
Flintglas	1,649	0,022	51° 4' 32"	4° 27' 19"
Schwefelkohlenstoff . .	1,660	0,042	52° 11' 30"	8° 37' 41'

Die so berechneten, auf das Intervall BH bezüglichen Werthe von ΔD weichen für Flintglas in den Secunden, für CS_2 in den Minuten um etwas von den direct berechneten, genauen Werthen ab. Je kleiner die Intervalle, um so genauer wird offenbar der für ΔD berechnete Werth. Im Ganzen giebt jedoch Formel (78) für ein einzelnes Prisma schon eine ausreichende Uebersicht über die Länge grösserer Theile des Spectrums.[2])

306. Dies ändert sich, wenn mehrere beliebig aufgestellte Prismen benutzt werden. Es dürfen dann nur noch kleine Bezirke des Spectrums für $\lambda_1 - \lambda_2$ gewählt werden, und der Grad der Annäherung hängt gänzlich von den Werthen von $\Delta\varrho$ und W (§ 302 u. 303) ab.

Einen Einblick in die nun statthabenden Verhältnisse gestattet das folgende Beispiel, das wir Krüss[3]) entnehmen.

Man habe 6 Prismen von derselben Glasart[4]) und demselben brechenden Winkel 60°. Die Brechungsindices waren für die Fraunhofer'schen Linien:

1) E. Reusch, l. l. p. 249.

2) Weitere zahlreiche Beispiele für verschiedene Prismenwinkel ebenso wie für verschiedene Einfallswinkel bei E. Block, Beiträge zur Kenntniss der Lichtbrechung in Prismensystemen. Diss. Dorpat 1873.

3) H. Krüss, Ueber Spectralapparate mit automatischer Einstellung. Zs. f. Instr. **5**. p. 181—191 (1885).

4) Chance extra dense Flint, vergl. J. Hopkinson, Refractive Indices of Glass. Proc. Roy. Soc. **26**. p. 290—297 (1877).

A = 1,639143	b = 1,659108
B = 1,642864	F = 1,664246
C = 1,644871	G = 1,677020
D = 1,650374	h = 1,683575
E = 1,657631	H_1 = 1,688590

Das Spectrum wurde in 10 Theile getheilt, so dass jeder Theil, im Falle sein Mittelstrahl das erste Prisma im Minimum der Ablenkung passirte, nach der Brechung einen Winkel von 15′ füllte.

Die Brechungsindices der 11 Grenzstrahlen waren:

1) 1,6404 . . . . . A 34 B	7) 1,6698 . . . . . F 43 G
2) 1,6424 . . . . . C 11 D	8) 1,6746 . . . . . F 81 G
3) 1,6504 . . . . D	9) 1,6794 . . . . . G 20 H_1
4) 1,6553 . . . . . D 67 E	10) 1,6841 . . . . . G 69 H_1
5) 1,6602 . . . . . F 38 F	11) 1,6888 . . . . . H_1
6) 1,6650 . . . . . F 6 G.	

Die Zahlen sollen die Stellen des Spectrums bezeichnen, so dass z. B. A 34 B einen Punkt bedeutet, der um 0,34 des Raumes zwischen den Linien A und B von A entfernt ist.

Mit diesen Brechungsindices wurde die Reihe der 6 Prismen zweimal durchgerechnet, einmal für den Fall, dass die Prismen fest zu einander aufgestellt waren und zwar so, dass das Licht der D-Linien sie sämmtlich einzeln symmetrisch durchlief; das zweite Mal wurde die Berechnung ausgeführt für den Fall, dass sämmtliche Prismen jedesmal für jeden Bezirk in die Minimumstellung gebracht wurden. Die folgende Tabelle giebt nun das Verhältniss der Gesammtdispersionen $\frac{\Delta'}{\Delta_1'}$ für die erste und für die zweite Annahme, für jeden der 10 Spectrumbezirke und für das ganze Spectrum.

Prismenzahl	1	2	3	4	5	6
Bezirk 1— 2	0,99	9,93	0,91	0,83	0,72	0,64
„ 2— 3	0,99	0,95	0,91	0,87	0,82	0,78
„ 3— 4	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
„ 4— 5	1,01	1,03	1,07	1,14	1,24	1,42
„ 5— 6	1,01	1,06	1,16	1,33	1,67	2,47
„ 6— 7	1,01	1,07	1,24	1,57	2,53	—
„ 7— 8	1,03	1,13	1,44	2,11	—	—
„ 8— 9	1,04	1,18	1,58	3,15	—	—
„ 9—10	1,04	1,24	1,81	—	—	—
„ 10—11	1,05	1,29	2,16	—	—	—
Ganzes Spectrum	1,02	1,23	1,31	(1,28)	(1,46)	(1,45)

Diese Zusammenstellung zeigt, dass sich bei einem Prisma die Gesammtzerstreuung der einzelnen Bezirke und des ganzen Spectrums nicht wesentlich ändert, wenn man einen Strahl, das D-Licht, ein für alle Mal symmetrisch durchgehen lässt, oder wenn man jeden einzelnen Bezirk erneut in das Minimum der Ablenkung bringt. Je mehr Prismen man aber nimmt, um so mehr steigert sich bei fester Aufstellung die Gesammtdispersion nach dem

brechbareren Ende hin. Bald wird nur noch ein Theil des Spectrums durchgelassen und bei 6 Prismen würde das Spectrum schon etwa in der Mitte zwischen F und G aufhören. Die Krüss'sche Tafel zeigt also, beiläufig bemerkt, zugleich die Nothwendigkeit, bei Anwendung einer grösseren Anzahl Prismen jedes einzelne derselben in die Minimumstellung zu bringen.

307. Bei der Verwendung der Prismen in der Spectroscopie kommt es nun in den meisten Fällen durchaus nicht darauf an, dass die Dispersion als solche möglichst gross werde. Man will vielmehr das auf den Spalt fallende Licht möglichst in seine einfachsten Bestandtheile zerlegen; enge Liniengruppen sollen noch getrennt, der Umfang $d\lambda$ der an eine bestimmte Stelle des Spectrums gelangenden Lichtarten soll ein Minimum sein.

Das Maass, bis zu dem eine solche Trennung in einem Spectrum wirklich erreicht wird, nennen wir seine Reinheit.

Wir können somit nach dem Vorgange von Helmholtz[1]) mit $d\lambda$ die Unreinheit, mit $\frac{1}{d\lambda}$ die Reinheit messen. Bezeichnen wir diese mit R und wählen die betreffende Wellenlänge λ als Einheit, so wird:

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda}. \tag{79}$$

Die Grösse R hängt von mannigfachen Umständen ab. Sie variirt: 1. mit der Spaltbreite, 2. mit der Prismenstellung, 3. mit der Stelle des Spectrums, 4. mit der Prismensubstanz, 5. mit den Prismenwinkeln und Dimensionen der Prismensysteme, 6. mit der Zusammensetzung des vom Spalte kommenden Lichtes.

Die genaue Darstellung aller dieser Einflüsse findet man in Kap. V. Wir begnügen uns hier mit einer Annäherung und unterscheiden;

I. Die thatsächlich in einem beliebigen Punkte des Spectrums vorhandene Reinheit. Auf sie trifft das oben Gesagte jedenfalls zu.

II. Die auf eine bestimmte Normalstellung bezogene Reinheit, die Reinheit in jedem Punkte, wenn er sich im Minimum der Ablenkung befindet.

III. Die ideale Reinheit des Spectrums für unendlich dünnen Spalt oder das Auflösungsvermögen des Prismensystems.

Um die Differenz $d\lambda$ zu bestimmen, bedenken wir, dass das Spectrum aus der Uebereinanderlagerung unendlich vieler einfarbiger Spaltbilder besteht. In einen bestimmten Punkt gelangt somit noch Licht von Spaltbildern, deren Mitten nach beiden Seiten um eine halbe Bildbreite von dem betrachteten Punkte abstehen. Um ebensoviel müssen also ihre Mitten durch die Dispersion nach rechts und links abgerückt worden sein.

---

1) H. v. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik. 1. Aufl. Leipzig 1867 bei Voss. p. 259—260. Helmholtz benutzt freilich, ebenso wie Mousson, Block, Thollon, Christie u. a. nicht direct $d\lambda$, sondern dn als Maass der Unreinheit. Genaueres über die Definition der Reinheit findet man in Kap. V..

Nennen wir die halbe Winkelbreite eines Elementarbildes der betreffenden Spectrumstelle, gezählt gemäss § 281 von der Mitte des mittleren Streifens des Beugungsbildes bis zum ersten Seitenminimum ξ', so ist:

$$\partial D = \xi'.$$

Ist weiter die zugehörige unbekannte Wellenlängendifferenz $= d_1 \lambda$, so wird:

$$\frac{\partial D}{\partial_1 \lambda} = \frac{\xi'}{d_1 \lambda}.$$

Wenn nun der Spalt nicht gar zu breit ist, oder wenn sich nicht gerade eins der Prismen unseres Systems in einer Ausnahmestellung befindet, so dürfen wir für $\frac{\partial D}{\partial_1 \lambda}$ den Differentialquotient $\frac{\partial D}{\partial_1 \lambda}$, die Dispersion, setzen und erhalten

$$d_1 \lambda = \xi' : \frac{\partial D}{\partial_1 \lambda}.$$

Das gesuchte $d\lambda$ ist aber offenbar gleich $2\, d_1 \lambda$; es wird daher

$$d\lambda = 2\xi' : \frac{\partial D}{\partial_1 \lambda}$$

und endlich

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{\lambda}{\xi'} \frac{\partial D}{\partial \lambda}. \tag{80}$$

Die Reinheit ist also proportional der Dispersion dividirt durch die Bildbreite.[1])

308. Führen wir die Berechnung zunächst für ein einzelnes Prisma in Luft aus, indem wir annehmen, der Spalt habe die endliche Winkelbreite $d\varepsilon$, und indem wir von dem Einfluss des Querschnittes des abbildenden Lichtbüschels absehen, so ist in der Bezeichnungsweise der §§ 252—260

$$d\varepsilon' = \frac{\cos e_1 \cos b_2}{\cos b_1 \cos e_2} d\varepsilon \text{ [2])}$$

und da nach § 300

$$\frac{\partial D}{\partial \lambda} = \frac{\sin \alpha}{\cos b_1 \cos e_2} \frac{dn}{d\lambda}$$

$$R = \frac{2\lambda}{d\varepsilon} \frac{\sin \alpha}{\cos e_1 \cos b_2} \frac{dn}{d\lambda}. \tag{81}$$

Die Reinheit ist umgekehrt proportional der Spaltbreite, proportional der absoluten Dispersion der Prismensubstanz. Sie ändert sich mit dem Einfallswinkel, wird unendlich, wenn streifender Eintritt stattfindet, nimmt ab, passirt ein Minimum und nimmt wieder zu.

Das Minimum der Reinheit tritt ein, wenn $\cos e_1 \cos b_2$ ein Maximum wird. Offenbar können wir den Werth von e_1 resp. b_2, bei welchem dies geschieht, auf genau die gleiche Weise finden, wie in § 300 das Minimum der Dispersion, wir brauchen nur die Indices zu vertauschen, dann ergiebt sich $b_2 = n^2 b_1$ und die Tabelle (70a) giebt, rückwärts gelesen, den Gang der Reinheit an.

---

1) H. v. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik. 1. Aufl. Leipzig 1867 bei Voss. p. 258—260.

2) Abgesehen von dem hier belanglosen Vorzeichen.

Halten wir e_1 fest, so wächst, von dem senkrecht aus dem Prisma austretenden Strahle an gerechnet, die Reinheit nach dem violetten Ende des Spectrums in dem Maasse $\frac{\lambda}{\cos b_2} \frac{dn}{d\lambda}$, und wenn wir zum Beispiel $n = c_1 + \frac{c_2}{\lambda^2}$ setzen, im Verhältniss

$$\frac{2 c_2}{\cos b_2} \cdot \frac{1}{\lambda^2}.$$[1]

Befindet sich die gerade vorliegende Stelle des Spectrums im Minimum der Ablenkung, so wird endlich nach § 301

$$(82) \qquad R = \frac{4\lambda}{d\varepsilon} \frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2\frac{\alpha}{2}}} = \frac{4\lambda}{n\, d\varepsilon} \operatorname{tg} e_1.$$

Diese nur von n, von der Gestalt des Prismas und von der Spaltbreite abhängige Reinheit können wir als Normalreinheit bezeichnen.

Wir haben bisher von dem Einfluss des Querschnittes des in das Collimatorrohr gelangenden Lichtes abgesehen. Aus § 283 lässt sich jedoch erkennen, dass auch bei seiner Berücksichtigung noch die obigen Gleichungen gültig bleiben, vorausgesetzt, dass die Breite des auf die erste Prismenfläche fallenden Bündels die gleiche bleibt, die Prismenflächen somit beliebig gross sind, und $d\varepsilon$ passend ersetzt wird.

309. Nehmen wir nunmehr an, der Spalt sei unendlich schmal, dann ist nach § 281 die halbe Winkelbreite des Bildes

$$\xi' = \frac{\lambda}{a},$$

wo a die thatsächliche Breite des auf das Fernrohrobjectiv auffallenden parallelen Lichtes ist, und somit

$$(83) \qquad R = a \cdot \frac{\partial D}{\partial \lambda} = a \cdot \varDelta.$$

Wir haben also den wichtigen Satz: Die Reinheit für einen unendlich dünnen Spalt ist das Product aus Bündelbreite und Dispersion.[2]

Die beiden letztgenannten Grössen variiren nun mit verschiedenen Prismenstellungen.

Nehmen wir zunächst wieder an, die Breite des vom einfallenden Büschel benutzten Stückes sei constant, die Prismenflächen also sehr gross, so wird nach § 283:

$$a = \frac{\cos b_1 \cos e_2}{\cos e_1 \cos b_2} a_0;$$

$$\varDelta = \frac{\sin\alpha}{\cos b_1 \cos e_2} \frac{dn}{d\lambda}$$

$$R = \frac{a_0 \sin\alpha}{\cos e_1 \cos b_2} \frac{dn}{d\lambda}$$

---

1) Abgesehen vom Vorzeichen.

2) F. L. O. Wadsworth, The modern Spectroscope 10, Astrophys. J. 1. p. 52—79 (1895), besonders p. 55.

in der Minimumstellung

$$R = \frac{2a_0}{n} \operatorname{tg} e_1 \frac{dn}{d\lambda}$$

übereinstimmend mit den im vorigen Paragraph gefundenen Werthen, wie vorauszusehen war.

310. Ist dagegen, wie meist in der Praxis, das Prisma gleichschenklig, so haben wir § 284 und 291 anzuwenden. Ist e' der zur Minimumstellung gehörige Werth von e_1, s die Seitenlinie des Prismas, so war, so lange

$$e_1 > e',$$

$$a = \frac{\cos b_1 \cos e_2 \cdot s}{\cos b_2} \quad \text{und wenn}$$

$$e_1 < e',$$

$$a = \cos e_2 \cdot s.$$

Das giebt für R im einen Falle

$$R = s \frac{\sin \alpha}{\cos b_2} \frac{dn}{d\lambda} \quad \text{und im anderen}$$

$$R = s \frac{\sin \alpha}{\cos b_1} \frac{dn}{d\lambda}.$$

Nun sieht man aber geometrisch ganz leicht, dass $s \frac{\sin \alpha}{\cos b_2}$ resp. $s \frac{\sin \alpha}{\cos b_1}$ nichts ist, als der von dem unteren (Prismenkante oben) Randstrahl des abbildenden Bündels im Prisma zurückgelegte Weg. Nennen wir diesen d_1, so wird

$$(84) \qquad R = d_1 \frac{dn}{d\lambda}.$$

Endlich wird d_1 im Allgemeinen am grössten, wenn der untere Randstrahl unmittelbar an der Basis das Prisma durchläuft. Dann ist.

$$(85) \qquad R = \text{Basis} \cdot \frac{dn}{d\lambda} = r$$

und erreicht zugleich seinen Maximalwerth.

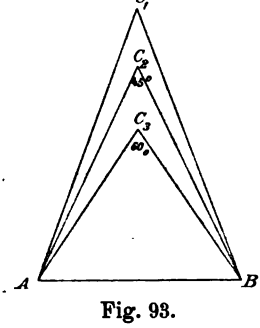


Fig. 93.

Diesen nennen wir „die auflösende Kraft des Prismas für unendlich dünnen Spalt."

In dem Ausdruck für die auflösende Kraft kommt der Prismenwinkel nicht mehr vor.[1]) Dieselbe hängt also ganz allein von der Dispersion der Prismensubstanz und von der Grösse der Basis ab. Die in Fig. 93 veranschaulichten Prismen ABC haben somit alle die gleiche auflösende Kraft.[2]) Wir kommen im Folgenden noch ausführlich auf diesen Gegenstand zurück und fügen daher nur eine bemerkenswerthe Form bei, in welche sich der Ausdruck für r, die auflösende Kraft eines einzelnen gleichschenkligen Prismas bringen lässt.

1) Lord Rayleigh, Investigations in optics, with special reference to the spectroscope. Phil. Mag. (5) 8. p. 270—274 (1879). Encyclopaedia. Brit. Art. Wave Theory. p. 436, man vgl. § 313.

2) Die von F. L. O. Wadsworth, The modern spectroscope. Astrophys. J. 2. p. 264—282 (1895) angegebene Figur führt besonders deutlich vor Augen, welche Differenzen Prismen von gleicher auflösender Kraft hinsichtlich der Winkel, der Maasse und der Grösse der geschliffenen Flächen zeigen können.

Da bei der Stellung des systemmetrischen Durchganges $a = a_0$, so wird nach (83)

$$r = a_0 \Delta. \tag{86}$$

Die auflösende Kraft ist das Product aus der effectiven Apertur und der Normaldispersion.[1])

311. Wollen wir die Reinheit eines von mehreren Prismen entworfenen Spectrums berechnen, so können wir denselben Weg gehen, wie bei einem Prisma.

Wir setzen also zunächst voraus, der Spalt habe die endliche Winkelbreite $d\varepsilon$, und vernachlässigen die Wirkung der Querschnittsveränderungen.

Nun ist nach § 273 und mit Benutzung der gleichen Bezeichnungsweise:

$$d\varepsilon' = \prod_1^{\varkappa} \frac{\cos e_\varrho}{\cos b_\varrho} d\varepsilon, \quad \text{somit}$$

$$R = \frac{\lambda}{\xi'} \frac{\partial D}{\partial \lambda} = \frac{2\lambda}{d\varepsilon} \left\{ -\frac{de_1}{d\lambda} + \sum_1^{\varkappa - 1} \frac{dn_\varrho}{d\lambda} \sin \alpha_\varrho \frac{\prod_1^{\varrho - 1} \cos b_\sigma}{\prod_1^{\varrho + 1} \cos e_\sigma} \right\}.\text{[2])} \tag{87}$$

Wenn ursprünglich keine Dispersion vorhanden, also $de_1 = 0$, wird somit

$$R = \frac{2\lambda}{d\varepsilon} \sum_1^{\varkappa - 1} \frac{\sin \alpha_\varrho}{\cos b_\varrho \cos e_{\varrho + 1}} \frac{dn_\varrho}{d\lambda} \prod_1^{\varrho} \frac{\cos b_\sigma}{\cos e_\sigma}$$

$$R = \sum_1^{\varkappa - 1} \left(R_\varrho : \overset{\varrho}{\underset{1}{W}} \right), \tag{88}$$

wenn wir mit R_ϱ die von dem ϱten Prisma hervorgebrachte Reinheit und mit $\overset{\varrho}{\underset{1}{W}}$ die Angularvergrösserung bis zur ϱten brechenden Ebene verstehen. Wir haben also den Satz: die Reinheit eines durch beliebig viele Prismen erzeugten Spectrums ist gleich der Summe der von jedem einzelnen hervorgebrachten jede verkleinert nach Maass der Angularvergrösserung der vorhergehenden Systeme.

312. Sind sämmtliche Prismen so aufgestellt, dass sie einzeln im Minimum der Ablenkung durchlaufen werden, so ist $\overset{\varrho}{\underset{1}{W}} = 1$, also

$$R = \sum_1^{\varkappa - 1} R_\varrho.$$

Die Reinheit des Gesammtsystems ist gleich der Summe der Reinheiten der einzelnen Prismen.

Wir können somit für den meist in der Praxis vorkommenden Fall mehrerer Prismen in Luft mit jedesmaliger Einstellung aller in das Minimum

1) F. O. L. Wadsworth, The modern spectroscope. Astrophys. J. 1. p. 52—79 (1895).

2) S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893 bei Trewendt. p. 148.

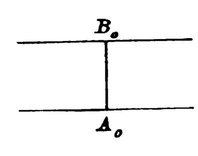
der Ablenkung die Resultate, die für ein Prisma gefunden wurden, unmittelbar durch Summation auf das System übertragen. Insbesondere wird, wenn B_ϱ die Basis[1]) des ϱten Prismas, $\varDelta_\varrho$ die Dispersion in demselben, und wenn nirgends Licht abgeblendet wird:

$$r = \sum_1^{\varkappa-1} r_\varrho = \sum_1^{\varkappa-1} B_\varrho \frac{d n_\varrho}{d\lambda} = a_0 \sum_1^{\varkappa-1} \varDelta_\varrho.$$

Sind endlich auch alle Winkel und Brechungsexponenten gleich, die Prismenzahl μ, so wird

$$(89) \qquad r = \mu\, r_1 = \mu B \frac{dn}{d\lambda} = \mu a_0 \varDelta_\varrho = \frac{2\mu a_0}{n} \operatorname{tg} e_1 \frac{dn}{d\lambda}.$$

313. Der combinirte Einfluss von Dispersion und Abbildung auf die Reinheit des erzeugten Spectrums wurde zuerst von Rayleigh[2]) untersucht, der den ungemein wichtigen Satz bewies, dass das äusserste Maass erreichbarer Reinheit, die auflösende Kraft des Prismenapparates, nur von der Differenz der Wege der Randstrahlen des abbildenden Büschels und von der specifischen Dispersion der Prismensubstanz abhänge. Einem Specialfall dieses Theorems sind wir schon in § 310 begegnet. Wir geben nunmehr den allgemeinen Beweis im Anschluss an Rayleigh.[2])



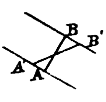


Fig. 94.

Es sei (Fig. 94) $A_0 B_0$ die Breite der einfallenden ebenen Welle vor der Brechung, AB nach der Brechung; dann sind die optischen Wege von A_0 nach A und von B_0 nach B gleich, also

$$\int_{A_0}^{A} n\, ds = \int_{B_0}^{B} n\, ds,$$

wo ds das Wegelement bezeichnet, die Integralgrenzen den Weg bezeichnen.

Sind in $A_0 B_0$ zwei Wellen λ und $\lambda + d\lambda$ und gelangt die zweite Welle in die Lage $A' B'$, so wird

$$\int_{A_0}^{A'} (n + dn)\, ds = \int_{B_0}^{B'} (n + dn)\, ds.$$

Da nun nach dem Fermat'schen Princip alle vier Integrale Minima sind, so können wir die Verschiedenheit der Wege $A_0 A$ und $A_0 A'$ ebenso, wie $B_0 B$ und $B_0 B'$ vernachlässigen und schreiben:

$$\int_{A_0}^{A} (n + dn)\, ds - \int_{B_0}^{B} (n + dn)\, ds = \int_{A_0}^{A} dn\, ds - \int_{B_0}^{B} dn\, ds = \varepsilon.$$

ε ist aber nichts Anderes, als die Verzögerung, die Wegedifferenz, die der eine Rand B' im Verhältniss zu einer durch den anderen Rand gezogenen Parallelen zu AB erhalten hat.

1) Resp. die Wegedifferenz der Randstrahlen im ϱten Prisma.

2) Lord Rayleigh, Investigations in optics, with special reference to the spectroscope. Phil. Mag. (5) **8**. p. 261—274, 403—411, 477—486 (1879), (5) **9**. p. 40—55 (1880). Encycl. Brit. Art Wave Theory. p. 436.

Die Grösse $\frac{\varepsilon}{AB}$ giebt uns somit den Winkel der beiden Richtungen, der beiden Wellen, die **Dispersion** dD. Nach § 282 ist nun der geringste Abstand zweier Linien, welche bei einer Bündelbreite a = AB noch getrennt gesehen werden,

$$\xi' = \frac{\lambda}{a}.$$

Es muss also $\varepsilon \geqq \lambda$ sein.

Haben wir zum Beispiel ein System von Prismen aus gleichem Material, so wird

$$\varepsilon = dn\, d_1 - dn\, d_2 = dn\,(d_1 - d_2),$$

wenn d_1 und d_2 die Wege der Randstrahlen im Glase sind.

Setzt man $\varepsilon \geqq \lambda$, so kommt

$$\lambda = dn\,(d_1 - d_2)$$

$$(90) \qquad \frac{\lambda}{d\lambda} \leqq (d_1 - d_2)\frac{dn}{d\lambda}.$$

Die auflösende Kraft eines ganz beliebigen Prismensystems hängt nur von der Wegedifferenz der Randstrahlen, sowie von der characteristischen Dispersion der Substanz ab.

In den meisten Fällen durchläuft der eine Randstrahl sämmtliche Prismen an der brechenden Kante, alsdann ist $d_2 = 0$ und

$$r = \frac{\lambda}{d\lambda} = d_1 \frac{dn}{d\lambda}.$$

Stehen weiter sämmtliche Prismen im Minimum der Ablenkung, so ist der Weg d_1 die Summe aller Prismenbasen; diese Summe ist somit, abgesehen von der Prismensubstanz, das einzige und wichtigste Maass der Leistungsfähigkeit des Prismenapparates.[1])

Auch auf Compoundprismen lässt sich naturgemäss die gleiche Rechnung anwenden. Nennen wir die Wegedifferenz der Randstrahlen im μten Prisma ∂_μ und hat das μte Prisma den Brechungsexponenten n_μ, so wird

$$\varepsilon = \sum_1^\mu dn_\varrho\, \partial_\varrho,$$

wo die Grössen ∂_ϱ abwechselnd positiv und negativ sind.

Also ist

$$(90a) \qquad r = \frac{\lambda}{d\lambda} = \sum_1^\mu \partial_\varrho \frac{dn_\varrho}{d\lambda} = \sum_1^\mu \pm\, r_\varrho\ {}^{2)},$$

wenn wir unter r_ϱ die auflösende Kraft des ϱten Prismas verstehen und etwa für gerade ϱ das positive, für ungerade ϱ das negative Zeichen wählen.

Die auflösende Kraft eines zweitheiligen Compoundprismas ist demnach gleich der Differenz der auflösenden Kräfte der beiden Einzelprismen.

---

1) Einen ebenso einfachen wie eleganten Beweis giebt auch C. Runge, Spectralanalytische Untersuchungen. Unterrbl. Math. Nat. 5. p. 69—72 (1899).

2) Das Vorzeichen der Gesammtsumme ist natürlich positiv zu wählen.

314. Rayleigh berechnet z. B. die Basis, welche ein Prima aus dem auch von Krüss[1]) benutzten Glase haben müsse, um die D-Linien noch zu trennen, und findet

$$d_1 = 1{,}02 \text{ cm}.$$

Es ist von Interesse, die Leistung eines Prismensystems mit Hülfe dieses Maassstabes mit der eines grossen Rowland'schen Concavgitters zu vergleichen. Unter Zugrundelegung der beiden ersten Glieder der Cauchy'schen Formel schreiben wir

$$r = \frac{-2 d_1 c_2}{\lambda^3},$$

während beim Gitter $r = mn$. Je kleiner λ, um so mehr steigt die Leistung der Prismen, die des Gitters bleibt constant. Setzen wir beide r gleich, so kommt

$$d_1 = \frac{mn\lambda^3}{2 c_2}.$$

Dies liefert, wenn $m = 110000$, $n = 1$, für die Gegend der D-Linien und das oben benutzte Glas

$$d_1 = 126 \text{ cm},$$

für die Wellenlänge 2000 dagegen nur etwa

$$d_1 = 4 \text{ cm}.$$

Man sieht, wie gewaltig die Gitter im sichtbaren und ultrarothen Theil den Prismen hinsichtlich der auflösenden Kraft überlegen sind. Die ausführliche Discussion dieser Verhältnisse findet man später.

315. Eine zweite Hauptforderung, welche wir neben der Reinheit an ein Spectrum stellen müssen, ist die der Helligkeit.[2])

Bei der Enge des Spaltes, bei der Ausbreitung des Lichtes in einen grossen Winkelraum und bei den Verlusten durch Reflexion und Absorption wird die Bedingung der Helligkeit sowohl für die oculare, wie für die photographische Beobachtung oft so zwingend, dass man ihr einen mehr oder weniger grossen Bruchtheil der Reinheit zu opfern genöthigt ist.

Die Helligkeit an einer bestimmten Stelle eines Spectrums ist eine von zahlreichen Grössen abhängige Function. Sie regelt sich im Allgemeinen:

1. nach der Helligkeitsvertheilung in der Lichtquelle, der relativen Intensität der einzelnen Farben,
2. nach der Breite des Spaltes,
3. nach der Reflexion an den Oberflächen der Linsen und Prismen,
4. nach der Absorption in Linsen und Prismen,
5. nach der Breite des abbildenden Büschels,
6. nach der Dispersion,
7. nach der Prismenstellung.

Den ersten Punkt lassen wir, als von Lichtquelle zu Lichtquelle variabel, ausser Betracht; ebenso Nr. 3, dessen genaue Erörterung man in Kap. V findet.

---

1) H. Kayser, Winkelmann's Handbuch der Physik. Art. Spectralanalyse. Bd. II, 1. p. 400. Breslau 1894 bei Trewendt.

2) Man vgl. hierzu Kap. V.

Wir können nun drei wesentlich verschiedene Fälle unterscheiden:

I. Das vorliegende Spectrum ist ein Linienspectrum, das vollständig aufgelöst wird;

II. das Spectrum ist ein unvollständig aufgelöstes Linien- oder Bandenspectrum;

III. das Spectrum ist continuirlich.

316. Fügen wir für den ersten Fall noch die vereinfachende Annahme hinzu, das Licht jeder einzelnen Linie sei vollkommen monochromatisch, so können wir, abgesehen von der Absorption, die Helligkeit jeder einzelnen Linie nach den Regeln der §§ 280—290 vollständig bestimmen.

Hat der Spalt die endliche Winkelbreite $d\varepsilon$ und wird nichts von dem aus dem Collimatorrohre kommenden Lichte abgeblendet, so ist die mittlere Helligkeit einer Linie:

$$H = ch\frac{1}{w},$$

wo w die Angularvergrösserung und h die mittlere Helligkeit des Spaltes, c der Absorptions- und Reflexionsfactor ist.

Ist der Spalt unendlich schmal, so wird nach (64)

$$H = c\frac{p}{2\pi}\,\frac{a^2 b}{\lambda f}.$$

Die Helligkeit eines Linienspectrums ist somit unabhängig von Spaltbreite und Dispersion. Ausser der Intensität der Lichtquelle, der Absorption und Reflexion kommt nur noch der Büschelquerschnitt in Betracht.

317. Anders liegen die Verhältnisse im zweiten Fall, der besonders häufig bei Bandenspectren zutrifft. Hier decken sich die Bilder der einzelnen Linien je nach der Nähe der Linien und der Grösse der Dispersion, sowie nach der Spaltbreite mehr oder weniger. Der Helligkeitseffect hängt dann ganz von der Vertheilung der Linien in der Lichtquelle ab und lässt sich nicht allgemein vorhersagen. An jeder Stelle ist die Intensität gleich der Summe der von den benachbarten Linienbildern dahinfallenden. Denken wir uns die betreffende Stelle im Minimum der Ablenkung, so dass die Elementarbilder gleiche Breite haben, wie der Spalt, so können wir uns eine anschauliche Vorstellung von der Wirkung einer Aenderung der Spaltbreite machen, wenn wir das thatsächliche Spectrum mit einem idealen Spectrum richtigen Intensitätsganges vergleichen. Wir denken uns dann einen Spalt von der gewählten Breite durch das Spectrum geschoben, und summiren für jede Spaltstellung die Intensitäten der von der Spaltbreite umfassten Streifen. Wir haben nun die Intensität im wirklichen Spectrum für die Stelle, die mit der Mitte des verschiebbaren Spaltes zusammenfällt.

Diese Verhältnisse wurden zuerst von Kayser[1]) hervorgehoben, der

---

1) H. Kayser, Ueber den Einfluss der Spaltweite auf das Aussehen der Cometenspectra. Astron. Nachr. **135**. p. 1—10, Nr. 3217 (1894).

auch das folgende Beispiel für die Wirksamkeit der Spaltverbreiterung giebt. Fig. 95 stellt den Intensitätsverlauf einer Kohlebande dar und zwar: 1. den wirklichen Verlauf, wenn der Spalt sehr schmal, 2. wenn er 70 A. E. breit ist; die Ordinaten sind hier auf $^{1}/_{20}$ verkleinert. Der Anblick der Banden

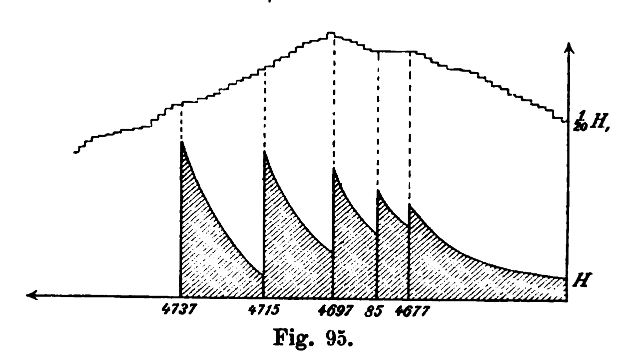


Fig. 95.

wird, wie man sieht, ein total anderer; das Maximum rückt an eine andere Stelle, kurz, man würde den wahren Intensitätsverlauf aus H_1 auch nicht muthmaassen.[1])

Es leuchtet ein, dass es daher bei nicht aufgelösten Linien eines Linien- oder Bandenspectrums nicht möglich ist, aus der thatsächlichen Intensitätsvertheilung auf die Intensitätsvertheilung im reinen Spectrum zurückzuschliessen. Die grösste Annäherung an die letztere wird man stets im Maximum der Reinheit, das heisst im Minimum der Ablenkung und bei möglichst engem Spalt erreichen.

Aendert sich bei breiterem oder engerem Spalt die Helligkeitsvertheilung, so kann man auf mangelhafte Auflösung zurückschliessen.

318. Ein ähnliches Verhalten zeigen auch die continuirlichen Spectra und zwar um so mehr, je ausgesprochenere Maxima und Minima — Absorptionsstreifen — sie besitzen, und je mehr die Spaltbreite gegen die Dimensionen dieser Berge und Thäler in Betracht kommt.

Bezeichnen wir die Intensitätscurve der Lichtquelle mit $f(\lambda)$, so gelangt in einen bestimmten Punkt des Spectrums Licht von elementaren Spaltbildern, deren Farbe nach oben und unten um den Betrag $d_1\lambda$ variirt. Die Intensität wird also[2])

---

1) Vergl. ferner W. Dietrich, Die Anwendung des Vierordt'schen Doppelspaltes in der Spectralanalyse. Sep. 71 pp. Stuttgart 1881 bei Wittwer*. Fortschr. **37**. p. 472—475 (1881). — F. Paschen, Ueber die Dispersion des Fluorits im Ultraroth. Wied. Ann. **53**. p. 318—320 (1894).

2) F. Paschen, Ueber Gesetzmässigkeiten in den Spectren fester Körper. II. Wied. Ann. **60**. p. 662—723 (1897). Anhang 1. p. 712—714. Daselbst auch von C. Runge gegebene Reihenentwicklungen, um aus H die Function $f(\lambda)$ abzuleiten. Man vergl. ferner W. Dietrich, Die Anwendung des Vierordt'schen Doppelspaltes in der Spectralanalyse. 71 pp. Stuttgart 1881 bei Wittwer. Sir. J. Conroy, The Distribution of heat in the visible spectrum. Phil. Mag. (5) **8**. p. 203—209 (1879). Ist $f(\lambda)$ nicht als constant zu betrachten, so muss man einen der Natur der Function entsprechenden Mittelwerth nehmen.

$$(91)\qquad H = c\int\limits_{\lambda - d_1\lambda}^{\lambda + d_1\lambda} f(\lambda)\,d\lambda.$$

Die Grösse $d_1\lambda$ lässt sich nun offenbar aus dem Maasse für die Reinheit oder Unreinheit entnehmen.

Es ist

$$d_1\lambda = \frac{1}{2}\,\frac{\lambda}{R}.$$

Können wir nun $f(\lambda)$ in dem Bereich von $\lambda - d_1\lambda$ bis $\lambda + d_1\lambda$ als constant ansehen, so wird

$$H = c\,2\,d_1\lambda\cdot f(\lambda) = c\,\frac{\lambda\cdot f(\lambda)}{R}.$$

Die Helligkeit ist proportional der Intensität der einzelnen Strahlengattungen im leuchtenden Körper und umgekehrt proportional der Reinheit.

Setzt man für R seinen Werth aus (80) ein, so kommt

$$(92)\qquad H = c\,\frac{f(\lambda)\,\xi'}{\varDelta}.$$

Die Helligkeit ist proportional der Elementarbildbreite, umgekehrt proportional der Dispersion.

Ist der Spalt ∞ schmal, so wird $R = r$, also nach (85)

$$(93)\qquad H = c\,\frac{\lambda\, f(\lambda)}{a\cdot\varDelta}.$$

Um das scheinbar paradoxe Resultat zu verstehen, dass a, die Bündelbreite, im Nenner steht, müssen wir bedenken, woraus sich c zusammensetzt. Es enthält nämlich c ausser der Absorption und Reflexion den Factor $\frac{a^2 b}{\lambda f}$, welcher den Einfluss des Bündelquerschnittes auf die Intensität längs einer Verticallinie wiedergiebt (§ 289). Setzen wir dies ein, so kommt

$$(94)\qquad H = c'\,\frac{a b}{f}\,\frac{f(\lambda)}{\varDelta}.$$

Für ∞ dünnen Spalt ist also die Helligkeit proportional dem Querschnitt des abbildenden Bündels und umgekehrt proportional der Dispersion.

Hat der Spalt die endliche Winkelbreite $d\varepsilon$, so ist nach § 21

$$\xi' = \frac{1}{2}\,d\varepsilon\cdot W,\quad \text{somit}$$

$$(95)\qquad H = c\,\frac{f(\lambda)\,d\varepsilon\cdot W}{2\varDelta}.$$

Im Falle des Minimums der Ablenkung ist die Angularvergrösserung $W = 1$, also

$$(96)\qquad H = c\,\frac{f(\lambda)\,d\varepsilon}{2\varDelta}.\text{[1]}$$

319. Besteht unser Prismensystem aus lauter gleichen Prismen aus dem

1) Hierzu S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893 bei Trewendt. p. 151.

gleichen Material, so wird, wenn μ diese Anzahl, B die Basis, und alle Prismen im Minimum stehen:

1. für die Spaltbreite $d\varepsilon$

$$H = c' \frac{\lambda \cdot f(\lambda)}{\mu R} = \frac{c' f(\lambda)\, d\varepsilon}{2\mu\Delta} = \frac{c' f(\lambda)\, d\varepsilon\, n}{4\mu \operatorname{tg} e_1 \frac{dn}{d\lambda}}, \tag{97a}$$

2. für die Spaltbreite 0.

$$H = c' \frac{\lambda \cdot f(\lambda)}{\mu r} = c_1' \frac{ab \cdot f(\lambda)}{f \cdot \Delta \cdot \mu} = c_1' \frac{ab \cdot n \cdot f(\lambda)}{2 \cdot f \cdot \operatorname{tg} e_1 \frac{dn}{d\lambda}} = c' \frac{\lambda \cdot f(\lambda)}{\mu B \cdot \frac{dn}{d\lambda}}. \tag{97b}$$

Für ein einzelnes Prisma hat man nur $\mu = 1$ zu setzen.

320. Es erübrigt uns noch, die Bedeutung des Factors c zu besprechen. Derselbe hängt, wie bemerkt, ausser von der Reflexion und der Büschelbreite von der Absorption ab.

Der Einfluss der letzteren ist von zwei Umständen abhängig:

1. Von der specifischen Absorption der Prismensubstanz, die wir messen können durch den von der Einheit der Dicke durchgelassenen Bruchtheil der Intensität 1; wir nennen sie $\varphi(\lambda)$.
2. Von der Dicke der durchlaufenen Prismen.

Die Weglänge des Lichtes in den dispergirenden Medien variirt nun wieder mit der Stelle des Büschels und mit der Anordnung der Prismen. Daher rührt eine Asymmetrie des abbildenden Lichtbündels, welche sich nicht allgemein vorherbestimmen lässt, und eine ungleichmässige Vertheilung der Intensität sowohl in den einzelnen Linien, wie in dem ganzen Spectrum bewirken kann.

Hartmann[1]) macht auf gewisse Consequenzen aufmerksam, die sich hieraus für die Praxis ergeben. Da diejenigen Partien des abbildenden Bündels den grössten Beitrag zum Bilde liefern, welche die grösste Intensität besitzen, die also den kürzesten Weg im Glase zurückgelegt haben, so muss man die Prismen bis möglichst nahe an die brechende Kante benutzen. Es ist also Sorge zu tragen, dass die Prismen wirklich bis zur brechenden Kante sorgfältig gearbeitet sind. Wendet man ferner Prismen an, deren Flächen auch dann noch das cylindrische Lichtbündel, das aus dem Collimator austritt, voll aufnehmen, wenn jedes Prisma symmetrisch vom Lichte durchlaufen wird, so würde es unvortheilhaft sein, etwa gerade die Kanten unbenutzt zu lassen.[2])

Hartmann findet sogar, dass es unter Umständen zweckmässig sei, das Prisma so zu verschieben, dass seine Kante auf die Axe des Lichtbündels zu und in die freie Oeffnung der Linsen des Collimators und des Fernrohres hineinrückt. Denn wenn man die Oeffnung des verfügbaren Lichtbündels voll aus-

---

1) J. Hartmann, Bemerkungen über den Bau und die Justirung von Spectrographen. Zs. f. Instr. **20**. p. 17—27, 47—58 (1900).

2) Man vergl. auch § 285.

nutzt und die Prismen in das Minimum der Ablenkung bringt, hat die abbildende Welle kreisförmige Begrenzung. Schneidet die brechende Kante mit dieser[1]) ab, so geht nur ein sehr kleiner Bruchtheil des Lichtes in der Nähe der Kante durch das Prisma. Zieht man letzteres zurück, so giebt man allerdings ein gewisses Kreissegment der Wellenebene auf. Dafür ist der Absorptionsverlust geringer, weil ein grösserer Bruchtheil des Lichtes das Prisma in der Nachbarschaft der Kante passirt. Dieser Gewinn überwiegt anfangs den Verlust. In einem von Hartmann gegebenen Beispiel steigt die Gesammthelligkeit um etwa 4 %. Das Prisma, welches die Seitenlänge 67,55 mm hätte besitzen müssen, um die Oeffnung der Linsen auszufüllen, musste hierzu um 7,9 mm zurückgeschoben, resp. verkürzt werden.

Es bleibt noch die Frage, ob der Gewinn an Gesammthelligkeit nicht etwa durch einen Verlust an auflösender Kraft aufgewogen wird. Hartmann glaubt mit nein antworten zu müssen, indem er sich darauf beruft, dass ein kreisförmig begrenztes Lichtbündel ein etwas geringeres Auflösungsvermögen besitze, als ein quadratisch begrenztes von gleicher Breite.[2]) Durch das Zurückziehen des Prismas nähere man sich dem rechteckigen Querschnitt, und so müssten die kleineren Prismen in Bezug auf trennende Kraft „mindestens" dasselbe leisten, wie die grösseren. Dieser Schluss dürfte jedoch nicht einwandfrei sein, da über die auflösende Kraft einer von einem Kreisbogen und einer Sehne begrenzten Oeffnung nichts bekannt ist und in dem speciellen Beispiel Hartmann's selbst dann nicht die volle auflösende Kraft der kreisförmigen Begrenzung erreicht würde, wenn man die verkürzte Oeffnung zu einer rechteckigen ergänzte.

Eine Verminderung der auflösenden Kraft würde aber zugleich nach § 290 eine Verminderung der mittleren Helligkeit einer Linie zur Folge haben.

Es scheint mir demnach zweifelhaft, ob mit der Verkürzung, resp. dem Zurückziehen des Prismas thatsächlich ein Vortheil erreicht wird.

In einigen Specialfällen gewinnt man eine angenäherte Uebersicht, wenn man als mittlere Intensität die Intensität eines Axenstrahles wählt und den von diesem zurückgelegten Weg zur Berechnung der Absorption benutzt.[3])

Für μ gleichschenklige, gleichgrosse Prismen zum Beispiel, welche aus dem gleichen Materiale sind und sämmtlich einzeln im Minimum der Ablenkung stehen, ist der Weg eines Mittelstrahles gleich $\mu \frac{B}{2}$, wenn B wieder die Basis bezeichnet; somit

---

1) Resp. ihrer elliptischen Projection auf die erste Prismenfläche.

2) Die Bemerkung Hartmann's, Der Satz von der Proportionalität von auflösender Kraft und Basisbreite von Prismen aus gleichem Glase und mit gleichen brechenden Winkeln gelte streng nur für Lichtbündel von rechteckigem Querschnitt, dürfte sich wohl gegenüber dem Beweise von Rayleigh nicht aufrecht erhalten lassen.

3) E. C. Pickering, On the comparative efficiency of different forms of the spectroscope. Phil. Mag. 36. p. 39—43 (1868).

$$c = c_1 \cdot \varphi(\lambda)^{\frac{\mu B}{2}}.^{1)}$$

Da die auflösende Kraft $r = \mu B \frac{dn}{d\lambda}$, so folgt das wichtige Resultat, dass der Verlust durch Absorption für ein System von constanter auflösender Kraft unabhängig ist von der Zahl, dem Winkel und der Höhe der einzelnen Prismen.[2])

Man kann somit, ohne auf die Absorption Rücksicht zu nehmen, diejenige Form der Prismen auswählen, welche bezüglich der Reflexion die besten Resultate giebt.

Wir haben vorausgesetzt, die Prismen seien alle gleich gross. Unter dieser Annahme geht jedoch bei Verwendung von mehreren Prismen nur noch ein kleiner Bezirk des Spectrums mit voller Oeffnung durch. Will man dies beseitigen, so muss man die Flächen der Prismen vom ersten anfangend immer grösser nehmen. Dann sind aber die Wege eines jeden Strahles, ebenso wie die Absorption gesondert zu berechnen.

Ein Beispiel einer solchen Rechnung findet man bei Krüss.[3]) Wir führen hier nur die Zahlen an, welche er für 3 Prismen von 60° und der Seitenlänge 4,188 findet, unter Zugrundelegung der von Vierordt gegebenen Zahlen für die Absorption in einer 6 cm dicken Schicht. Das Glas und die Bedeutung der Ziffern für den Spectralbezirk sind übereinstimmend mit § 306. Die drei Prismen stehen in der Minimumstellung für jeden Strahl.

Strahl	1	3 = D	11
$\varphi(\lambda)^{\frac{3}{2}B}$	0,90	0,82	0,49.

Lässt man alle drei Prismen in der Stellung für 3 stehen, und vergrössert die Flächen entsprechend, so werden die Zahlen

$$\varphi(\lambda)^{x} = 0{,}89 \qquad 0{,}81 \qquad 0{,}37.$$

Es zeigen sich also auch hier wieder die Vorzüge des Verfahrens, sämmtliche Prismen für jeden Strahl in das Minimum der Ablenkung zu bringen.[4])

321. Wir hatten in § 259 und 261 gesehen, dass die ein Prisma ausserhalb des Hauptschnittes durchsetzenden Strahlen so gebrochen werden, dass ihr Winkel mit dem Hauptschnitt ungeändert bleibt, während ihre Projection verläuft, als hätte sie einen im Verhältniss $\sqrt{n^2 + (n^2 - 1)\,tg^2 \varepsilon}$ grösseren Brechungsexponenten. Es resultirte daraus für wechselnde Neigungen gegen den

1) Unter Benutzung des Extinctionscoefficienten $\psi(\lambda)$ wird $c = c_1 e^{-\psi(\lambda)\frac{\mu B}{2}}$, wo $\psi = -\ln \varphi$.

2) Man vergl. auch W. H. M. Christie, On the magnifying-power of the half-prism as a means of obtaining great dispersion and on the general theory of the „half-prism spectroscope". Proc. Roy. Soc. **26**. p. 8—40 (1877).

3) H. Krüss, Ueber Spectralapparate mit automatischer Einstellung. Zs. f. Instrkde. **5**. p. 181—191 (1885).

4) Man vergl. auch J. Hartmann, Bemerkungen über den Bau und die Justirung von Spectrographen. Zs. f. Instrkde. **20**. p. 17—27, 47—58 (1900), sowie die bei den Prismensubstanzen angegebene Literatur.

Hauptschnitt eine Dispersion der Projectionen und eine Krümmung der Spectrallinien, die, objectiv auf einem Schirm entworfen oder mit einem Fernrohr betrachtet, von der brechenden Kante weggekrümmt sind, mit dem blossen Auge gesehen, ihre concave Seite der Kante zuzuwenden scheinen. Wir wollen die genauere Besprechung der Erscheinung, welche wegen ihrer Analogie zur Dispersion in § 259 unverhältnissmässige Umstände gemacht hätte, nunmehr mit Hülfe der Formeln aus §§ 299—307 nachholen.

Die Bemerkung, dass die Spectrallinien eines prismatischen Spectrums gekrümmt seien, findet man schon in Gehler's physikalischem Wörterbuch; auch wird dort richtig der Gang der Strahlen ausser dem Hauptschnitt als Grund angegeben. Den Beweis lieferte dann umständlich Beyer[1]), ohne jedoch ein Krümmungsmaass zu geben. Dies war mittlerweile von Bravais[2]) geschehen, der von der obengenannten Bemerkung ausgehend, den Radius des zum Scheitelpunkte der Linie gehörigen Krümmungskreises berechnete und

$$\varrho = \frac{n\sqrt{\operatorname{cosec}^2\frac{\alpha}{2} - n^2}}{2(n^2-1)} = \frac{n}{2(n^2-1)} \cdot \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2\frac{\alpha}{2}}}{\sin\frac{\alpha}{2}} \quad \text{fand.}$$

In dieser Formel ist im Grunde schon alles practisch Verwendbare enthalten, und auch die späteren Arbeiten von Ditscheiner[3]), Hoorweg[4]), Jettmar[5]), Hepperger[6]), Crova[7]) u. A. haben, was diesen Punkt anlangt, nichts Wesentliches hinzugefügt. Die Anwendung auf das Spectroscop und die genauere Theorie rührt dagegen von den letztgenannten her. Ditscheiner stellte die allgemeine Gleichung der Bildcurve auf und zeigte den Einfluss der Linsenbrennweite, Jettmar untersuchte die Bildcurve für grosse Spalthöhen, Hepperger gab die Anwendung auf mehrere Prismen.

1) Beyer, Beitrag zur Begründung der Erscheinung, dass gerade Linien sich gekrümmt zeigen, wenn sie durch ein gläsernes dreiseitiges Prisma dessen Kanten jenen Linien parallel liegen, beobachtet werden. Progr. d. Gymn. zu Neustettin 1846.

2) A. Bravais, Mémoire sur les halos et les phénomènes optiques qui les accompagnent. J. éc. polyt. **18** (31). p. 1—280 (1847). — A. Bravais, Notice sur les parhélies qui sont situés à la même hauteur que le soleil. J. éc. polyt. **18** (30). p. 77—96 (1845).

3) L. Ditscheiner, Ueber die Krümmung von Spectrallinien. Wien. Ber. **51**, II. p. 368—383 (1865). L. Ditscheiner, Notiz zur Theorie der Spectralapparate. Pogg. Ann. **129**. p. 336—340 (1866).

4) J. L. Hoorweg, Ueber den Gang der Lichtstrahlen durch ein Spectroscop. Pogg. Ann. **154**. p. 423—444 (1875).

5) H. v. Jettmar, Zur Strahlenbrechung im Prisma; Strahlengang und Bild von leuchtenden zur Prismenkante parallelen Geraden. 35. Jahresb. über das k. k. Staatsgymn. im 5. Bez. Wiens (1885). — Progr. des k. Gymn. zu Marburg (1883).

6) J. v. Hepperger, Ueber Krümmungsvermögen und Dispersion von Prismen. Wien. Ber. **92**, II. p. 261—300 (1885).

7) A. Crova, Étude des aberrations des prismes et de leur influence sur les observations spectroscopiques. Ann. chim. et phys. (5) **22**. p. 513—520 (1881), hierzu auch G. Salet, Traité élémentaire de spectroscopie I. Paris 1888 bei Masson p. 58—59, sowie die in § 259 angegebene Literatur, endlich

E. Carvallo, Spectres calorifiques. Ann. chim. et phys. (7) **4**. p. 1—79 (1895), p. 46—52 für doppeltbrechendes Prisma, Correctionen für Bolometermessungen.

[illegible] Zur Ableitung der von Ditscheiner und Hepperger angegebenen Näherungsformeln bezeichnen wir die Spalthöhe mit h, die Brennweiten des Fernrohres und Collimatorrohres mit f resp. f', den Winkel eines Strahles mit dem Hauptschnitt mit ε; die Einfalls- resp. Brechungswinkel des mit dem letztgenannten Strahl in derselben der Prismenkante parallelen Ebene senkrecht zur Richtung der Prismenkante einfallenden Lichtstrahles mit e_1, b_1, b_2, e_2. *Fig.* 96 veranschaulicht den Strahlengang im Prisma. Alle Strahlen sind parallel sich selbst in den Punkt P der brechenden Kante gerückt; PLE ist der Hauptschnitt, PS der schief austretende gebrochene Strahl, PE seine Projection, PD der im Hauptschnitt gebrochene Strahl, PL das Austrittsloth; die Bogen sind Theile grösster Kreise einer Einheitskugel mit

Fig. 96.

dem Centrum in P. Nun ist $SE = \varepsilon$; $LD = e_2$; $LE = e_2'$; $DE = e_2' - e_2 = \Delta D$ ist die Dispersion der Projection PE. Ferner denken wir uns in der Brennebene des Fernrohres ein Coordinatensystem, dessen Nullpunkt im Axenbrennpunkt, dessen positive y-Axe nach oben und parallel der brechenden Kante, und dessen positixe x-Axe nach rechts geht. Das Fernrohr sei so gestellt, dass der Strahl PD Axenstrahl ist; für den dem Strahl PS entsprechenden Bildpunkt wird dann

$$y = f \operatorname{tg} \varepsilon,$$
$$x = f \operatorname{tg} \Delta D.$$

Wir nehmen nun an, was jedenfalls erlaubt ist, $\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{h}{2f'}$ sei durch passende Wahl der Spalthöhe oder Brennweite des Collimators so klein gemacht, dass wir höhere Potenzen als die zweite vernachlässigen dürfen; dann wird der fingirte Brechungsexponent von PE nach § 259

$$\nu = \sqrt{n^2 + (n^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \varepsilon} = n + \frac{n^2 - 1}{2n} \operatorname{tg}^2 \varepsilon$$

$$\Delta n = \nu - n = \frac{n^2 - 1}{2n} \operatorname{tg}^2 \varepsilon,$$

somit mit genügender Annäherung nach § 301 und 305

$$\Delta D = \frac{n^2 - 1}{2n} \frac{\sin \alpha}{\cos b_1 \cos e_2} \operatorname{tg}^2 \varepsilon = \frac{n^2 - 1}{2n} \frac{\partial D}{\partial n} \operatorname{tg}^2 \varepsilon,$$

also

$$x = \frac{n^2 - 1}{2n} \cdot \frac{\partial D}{\partial n} \frac{y^2}{f}. \tag{98}$$

Dies ist aber die Gleichung einer Parabel, deren Scheiteltangente das ideale geradlinige Bild des Spaltes ist.

Der zum Scheitelpunkt gehörige Krümmungsradius ist:

$$\varrho = \frac{nf}{n^2 - 1} : \frac{\partial D}{\partial n}.$$

Die Krümmung der Linien hängt somit von dem absoluten Werth von n, von der Dispersion und von der Brennweite des Fernrohres ab. Sie vermindert sich proportional der letzteren, wächst nach dem violetten Ende des Spectrums und zeigt denselben Gang, wie die Dispersion $\frac{\partial D}{\partial n}$. Daraus folgt, dass sie, wie die Dispersion, ein Minimum erreicht, wenn $b_1 = n^2 b_2$ (§ 300), sofern dies überhaupt möglich ist. Geht der im Hauptschnitt verlaufende Strahl symmetrisch durch das Prisma, so ist nach § 301

$$\frac{\partial D}{\partial n} = \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} = \frac{2}{n} \operatorname{tg} e_1,$$

also

$$\varrho = \frac{n f \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}}{2(n^2 - 1) \sin \frac{\alpha}{2}} = \frac{n^2 f}{2(n^2 - 1)} \operatorname{tg} e_1. \tag{99}$$

Dies ist die von Bravais gefundene Gleichung.

Der erste Factor

$$\frac{n^2 f}{2(n^2 - 1)}$$

ändert sich nur sehr langsam; wir können also sagen, im Minimum der Ablenkung sei die Krümmung der Linien der Cotangente des Einfallswinkels proportional.

323. Bei einem System von mehreren Prismen können wir ähnlich verfahren. Wir wenden dazu die Bezeichnungen des § 261 an. Nennen wir

$$\sqrt{n_\varrho^2 + (n_\varrho^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \varepsilon} = \nu_\varrho \quad \text{und} \quad \varDelta n_\varrho = \nu_\varrho - n_\varrho,$$

$$L_\varrho = \frac{\sin \alpha_\varrho}{\cos b_\varrho \cos b_{\varrho+1}} \cdot \frac{(n_\varrho^2 - 1)}{n_\varrho},$$

so wird, da die Prismen gemeinsamen Hauptschnitt haben, ε nicht geändert,

$$y = f \operatorname{tg} \varepsilon$$
$$x = f \operatorname{tg} \varDelta D.$$

Halten wir also ε in passenden Schranken und vermeiden Grenzwerthe der Grössen L_ϱ, so ist nach (73) angenähert

$$\varDelta D = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \varepsilon \sum_1^{\varkappa - 1} L_\varrho \overset{\varkappa}{\underset{\varrho+2}{W}}$$

und ebenso angenähert

$$x = \frac{y^2}{2f} \sum_1^{\varkappa - 1} L_\varrho \overset{\varkappa}{\underset{\varrho+2}{W}}. \tag{100}$$

Die Bildcurve ist wieder eine Parabel und der Radius des Krümmungskreises am Scheitel

322. Zur Ableitung der von Ditscheiner und Hepperger angegebenen Näherungsformeln bezeichnen wir die Spalthöhe mit h, die Brennweiten des Fernrohres und Collimatorrohres mit f resp. f', den Winkel eines Strahles mit dem Hauptschnitt mit ε; die Einfalls- resp. Brechungswinkel des mit dem letztgenannten Strahl in derselben der Prismenkante parallelen Ebene senkrecht zur Richtung der Prismenkante einfallenden Lichtstrahles mit e_1, b_1, b_2, e_2. Fig. 96 veranschaulicht den Strahlengang im Prisma. Alle Strahlen sind parallel sich selbst in den Punkt P der brechenden Kante gerückt; PLE ist der Hauptschnitt, PS der schief austretende gebrochene Strahl, PE seine Projection, PD der im Hauptschnitt gebrochene Strahl, PL das Austrittsloth; die Bogen sind Theile grösster Kreise einer Einheitskugel mit dem Centrum in P. Nun ist $SE = \varepsilon$; $LD = e_2$; $LE = e_2'$; $DE = e_2' - e_2 = \Delta D$ ist die Dispersion der Projection PE. Ferner denken wir uns in der Brennebene des Fernrohres ein Coordinatensystem, dessen Nullpunkt im Axenbrennpunkt, dessen positive y-Axe nach oben und parallel der brechenden Kante, und dessen positixe x-Axe nach rechts geht. Das Fernrohr sei so gestellt, dass der Strahl PD Axenstrahl ist; für den dem Strahl PS entsprechenden Bildpunkt wird dann

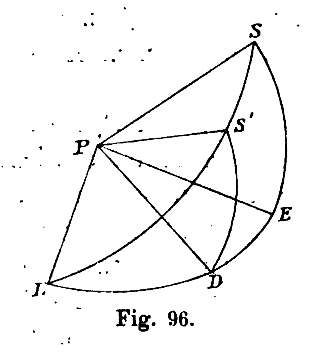


Fig. 96.

$$y = f \operatorname{tg} \varepsilon,$$
$$x = f \operatorname{tg} \Delta D.$$

Wir nehmen nun an, was jedenfalls erlaubt ist, $\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{h}{2f'}$ sei durch passende Wahl der Spalthöhe oder Brennweite des Collimators so klein gemacht, dass wir höhere Potenzen als die zweite vernachlässigen dürfen; dann wird der fingirte Brechungsexponent von PE nach § 259

$$\nu = \sqrt{n^2 + (n^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \varepsilon} = n + \frac{n^2 - 1}{2n} \operatorname{tg}^2 \varepsilon$$

$$\Delta n = \nu - n = \frac{n^2 - 1}{2n} \operatorname{tg}^2 \varepsilon,$$

somit mit genügender Annäherung nach § 301 und 305

$$\Delta D = \frac{n^2 - 1}{2n} \frac{\sin \alpha}{\cos b_1 \cos e_2} \operatorname{tg}^2 \varepsilon = \frac{n^2 - 1}{2n} \frac{\partial D}{\partial n} \operatorname{tg}^2 \varepsilon,$$

also

$$x = \frac{n^2 - 1}{2n} \cdot \frac{\partial D}{\partial n} \frac{y^2}{f}. \tag{98}$$

Dies ist aber die Gleichung einer Parabel, deren Scheiteltangente das ideale geradlinige Bild des Spaltes ist.

Der zum Scheitelpunkt gehörige Krümmungsradius ist:

$$\varrho = \frac{nf}{n^2 - 1} : \frac{\partial D}{\partial n}.$$

Die Krümmung der Linien hängt somit von dem absoluten Werth von n, von der Dispersion und von der Brennweite des Fernrohres ab. Sie vermindert sich proportional der letzteren, wächst nach dem violetten Ende des Spectrums und zeigt denselben Gang, wie die Dispersion $\frac{\partial D}{\partial n}$. Daraus folgt, dass sie, wie die Dispersion, ein Minimum erreicht, wenn $b_1 = n^2 b_2$ (§ 300), sofern dies überhaupt möglich ist. Geht der im Hauptschnitt verlaufende Strahl symmetrisch durch das Prisma, so ist nach § 301

$$\frac{\partial D}{\partial n} = \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} = \frac{2}{n} \operatorname{tg} e_1,$$

also

$$(99) \qquad \varrho = \frac{n f \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}}{2(n^2 - 1) \sin \frac{\alpha}{2}} = \frac{n^2 f}{2(n^2 - 1)} \operatorname{tg} e_1.$$

Dies ist die von Bravais gefundene Gleichung.

Der erste Factor

$$\frac{n^2 f}{2(n^2 - 1)}$$

ändert sich nur sehr langsam; wir können also sagen, im Minimum der Ablenkung sei die Krümmung der Linien der Cotangente des Einfallswinkels proportional.

323. Bei einem System von mehreren Prismen können wir ähnlich verfahren. Wir wenden dazu die Bezeichnungen des § 261 an. Nennen wir

$$\sqrt{n_\varrho^2 + (n_\varrho^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \varepsilon} = \nu_\varrho \quad \text{und} \quad \Delta n_\varrho = \nu_\varrho - n_\varrho,$$

$$L_\varrho = \frac{\sin \alpha_\varrho}{\cos b_\varrho \cos b_{\varrho+1}} \cdot \frac{(n_\varrho^2 - 1)}{n_\varrho},$$

so wird, da die Prismen gemeinsamen Hauptschnitt haben, ε nicht geändert,

$$y = f \operatorname{tg} \varepsilon$$
$$x = f \operatorname{tg} \Delta D.$$

Halten wir also ε in passenden Schranken und vermeiden Grenzwerthe der Grössen L_ϱ, so ist nach (73) angenähert

$$\Delta D = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \varepsilon \sum_1^{\varkappa - 1} L_\varrho \overset{\varkappa}{\underset{\varrho+2}{W}}$$

und ebenso angenähert

$$(100) \qquad x = \frac{y^2}{2f} \sum_1^{\varkappa - 1} L_\varrho \overset{\varkappa}{\underset{\varrho+2}{W}}.$$

Die Bildcurve ist wieder eine Parabel und der Radius des Krümmungskreises am Scheitel

322. Zur Ableitung der von Ditscheiner und Hepperger angegebenen Näherungsformeln bezeichnen wir die Spalthöhe mit h, die Brennweiten des Fernrohres und Collimatorrohres mit f resp. f′, den Winkel eines Strahles mit dem Hauptschnitt mit ε; die Einfalls- resp. Brechungswinkel des mit dem letztgenannten Strahl in derselben der Prismenkante parallelen Ebene senkrecht zur Richtung der Prismenkante einfallenden Lichtstrahles mit e_1, b_1, b_2, e_2. Fig. 96 veranschaulicht den Strahlengang im Prisma. Alle Strahlen sind parallel sich selbst in den Punkt P der brechenden Kante gerückt; PLE ist der Hauptschnitt, PS der schief austretende gebrochene Strahl, PE seine Projection, PD der im Hauptschnitt gebrochene Strahl, PL das Austrittsloth; die Bogen sind Theile grösster Kreise einer Einheitskugel mit dem Centrum in P. Nun ist $SE = \varepsilon$; $LD = e_2$; $LE = e_2'$; $DE = e_2' - e_2 = \Delta D$ ist die Dispersion der Projection PE. Ferner denken wir uns in der Brennebene des Fernrohres ein Coordinatensystem, dessen Nullpunkt im Axenbrennpunkt, dessen positive y-Axe nach oben und parallel der brechenden Kante, und dessen positixe x-Axe nach rechts geht. Das Fernrohr sei so gestellt, dass der Strahl PD Axenstrahl ist; für den dem Strahl PS entsprechenden Bildpunkt wird dann

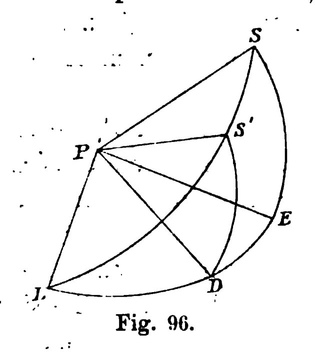


Fig. 96.

$$y = f \operatorname{tg} \varepsilon,$$
$$x = f \operatorname{tg} \Delta D.$$

Wir nehmen nun an, was jedenfalls erlaubt ist, $\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{h}{2f'}$ sei durch passende Wahl der Spalthöhe oder Brennweite des Collimators so klein gemacht, dass wir höhere Potenzen als die zweite vernachlässigen dürfen; dann wird der fingirte Brechungsexponent von PE nach § 259

$$\nu = \sqrt{n^2 + (n^2 - 1)\operatorname{tg}^2 \varepsilon} = n + \frac{n^2 - 1}{2n} \operatorname{tg}^2 \varepsilon$$

$$\Delta n = \nu - n = \frac{n^2 - 1}{2n} \operatorname{tg}^2 \varepsilon,$$

somit mit genügender Annäherung nach § 301 und 305

$$\Delta D = \frac{n^2 - 1}{2n} \frac{\sin \alpha}{\cos b_1 \cos e_2} \operatorname{tg}^2 \varepsilon = \frac{n^2 - 1}{2n} \frac{\partial D}{\partial n} \operatorname{tg}^2 \varepsilon,$$

also

$$x = \frac{n^2 - 1}{2n} \cdot \frac{\partial D}{\partial n} \frac{y^2}{f}. \tag{98}$$

Dies ist aber die Gleichung einer Parabel, deren Scheiteltangente das ideale geradlinige Bild des Spaltes ist.

Der zum Scheitelpunkt gehörige Krümmungsradius ist:

$$\varrho = \frac{n f}{n^2 - 1} : \frac{\partial D}{\partial n}.$$

Die Krümmung der Linien hängt somit von dem absoluten Werth von n, von der Dispersion und von der Brennweite des Fernrohres ab. Sie vermindert sich proportional der letzteren, wächst nach dem violetten Ende des Spectrums und zeigt denselben Gang, wie die Dispersion $\frac{\partial D}{\partial n}$. Daraus folgt, dass sie, wie die Dispersion, ein Minimum erreicht, wenn $b_1 = n^2 b_2$ (§ 300), sofern dies überhaupt möglich ist. Geht der im Hauptschnitt verlaufende Strahl symmetrisch durch das Prisma, so ist nach § 301

$$\frac{\partial D}{\partial n} = \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} = \frac{2}{n} \operatorname{tg} e_1,$$

also

$$(99) \qquad \varrho = \frac{n f \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}}{2(n^2 - 1) \sin \frac{\alpha}{2}} = \frac{n^2 f}{2(n^2 - 1)} \operatorname{tg} e_1.$$

Dies ist die von Bravais gefundene Gleichung.

Der erste Factor

$$\frac{n^2 f}{2(n^2 - 1)}$$

ändert sich nur sehr langsam; wir können also sagen, im Minimum der Ablenkung sei die Krümmung der Linien der Cotangente des Einfallswinkels proportional.

323. Bei einem System von mehreren Prismen können wir ähnlich verfahren. Wir wenden dazu die Bezeichnungen des § 261 an. Nennen wir

$$\sqrt{n_\varrho^2 + (n_\varrho^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \varepsilon} = \nu_\varrho \quad \text{und} \quad \Delta n_\varrho = \nu_\varrho - n_\varrho,$$

$$L_\varrho = \frac{\sin \alpha_\varrho}{\cos b_\varrho \cos b_{\varrho+1}} \cdot \frac{(n_\varrho^2 - 1)}{n_\varrho},$$

so wird, da die Prismen gemeinsamen Hauptschnitt haben, ε nicht geändert,

$$y = f \operatorname{tg} \varepsilon$$
$$x = f \operatorname{tg} \Delta D.$$

Halten wir also ε in passenden Schranken und vermeiden Grenzwerthe der Grössen L_ϱ, so ist nach (73) angenähert

$$\Delta D = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \varepsilon \sum_1^{\varkappa - 1} L_\varrho \overset{\varkappa}{\underset{\varrho+2}{W}}$$

und ebenso angenähert

$$(100) \qquad x = \frac{y^2}{2f} \sum_1^{\varkappa - 1} L_\varrho \overset{\varkappa}{\underset{\varrho+2}{W}}.$$

Die Bildcurve ist wieder eine Parabel und der Radius des Krümmungskreises am Scheitel

die Wellenlängen das Fraunhofer'sche, auch von Cauchy[1]) benutzte Zahlenmaterial für n[2]) darstellen. Indem er als Grenze für die Messungsfehler Fraunhofer's $49 \cdot 10^{-6}$ annimmt, findet er, dass keine von den rationalen Functionen $n = A + B\lambda^{-x}$ ausreicht; dass unter diesen jedoch die Formel $n = A + B\lambda^{-2}$ den verhältnissmässig besten Anschluss zeigt. Der an 7 Sonnenlinien ermittelte wahrscheinliche Fehler der Formel beträgt auch hier noch $415 \cdot 10^{-6}$.

Ein ähnliches Verhalten zeigen die Formeln mit einem dritten Gliede. Der Verfasser prüft die folgenden, die wir kurz durch die Exponenten von λ bezeichnen:

$$(0, -1, -2),\ (0, -1, -3),\ (0, -1, -4),\ (0, -1, -5),$$
$$(0, -2, -3),\ (0, -2, -4),\ (0, -2, -5),\ (0, -2, -6),$$
$$(0, -3, -6),\ (0, -4, -6),$$
$$(0, -2, -8).$$

Unter allen passt sich nicht etwa die Cauchy'sche Formel (0, —2, —4), sondern die Formel $n = A + B\lambda^{-1} + C\lambda^{-4}$ am besten den Beobachtungen Fraunhofer's an. Für 7 Linien, an 7 Glassorten, erreicht die Abweichung nur ein einziges Mal den Betrag $48 \cdot 10^{-6}$. Nächst der Formel (0, —1, —4) kommt, was die Genauigkeit anlangt, (0, —2, —8).[3])

Man wird also, wenigstens bei den meisten Gläsern, die Schmidt'sche Formel mit 3 Constanten anwenden können. Kommt es weniger auf Genauigkeit an, so benutzt man den Ausdruck $n = A + B\lambda^{-2}$. Wir werden die letztgenannte Formel noch weiter unten als Ergebniss einiger älterer Dispersionstheorien und als Stück anderer, vollständigerer Dispersionsformeln wieder finden. Sie bietet vor der Formel von Schmidt den Vortheil einer weniger unbequemen Handhabung. Zu ihrer Anwendung haben besonders Stokes[4]) und Gibbs[5]) Regeln gegeben. Sind (n_1, λ_1), (n_2, λ_2), (n_3, λ_3) zusammengehörige Werthe von n und λ, so giebt die Gleichung $n = A + B\lambda^{-2}$ die Ausdrücke

$$\begin{aligned} \lambda_1^2 &= \frac{n_3 - n_2}{(n_3 - n_1)\,\lambda_2^{-2} + (n_2 - n_1)\,\lambda_3^{-2}} \\ \lambda_2^2 &= \frac{n_3 - n_1}{(n_3 - n_1)\,\lambda_3^{-2} + (n_3 - n_2)\,\lambda_1^{-2}} \qquad (103) \\ \lambda_3^2 &= \frac{n_2 - n_1}{(n_3 - n_1)\,\lambda_2^{-2} + (n_3 - n_2)\,\lambda_1^{-2}} \end{aligned}$$

1) A. L. Cauchy, Mémoire sur la dispersion de la lumière. Publ. par la soc. roy. des. sc. de Prague; Prague 1836 chez S. G. Calve p. 62—234.

2) J. Fraunhofer, Bestimmung des Brechungs- und Farbenzerstreuungsvermögens verschiedener Glassorten in Bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernrohre. Denkschr. München. Akad. Wiss. 5. p. 193—226 (1817).

3) Vergl. E. Ketteler, Theoretische Optik gegründet auf das Bessel-Sellmeier'sche Princip, zugleich mit den experimentellen Belegen. Braunschweig 1885 bei Vieweg p. 554—555.

4) G. G. Stokes, On the determination of the wave length corresponding with any point of the spectrum. Rep. Brit. Ass. 1849. P. II. p. 11; Math. a. Phys. Papers. Cambridge 1883. II. p. 176—177.

5) W. Gibbs, Miscellaneous optical notices. On the measurement of wave lenght by means of indices of refraction. Americ. J. (2) 50. p. 45—50 (1870).

Ist $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$, so sollen der erste und letzte Ausdruck zur Extrapolation, der zweite zur Interpolation dienen. Der Fehler hängt von der Grösse des Intervalls ab und vermindert sich mit diesem, liegt jedoch — bei einzelnen Glasprismen und dem Intervall 5800—6800 noch innerhalb der A E. Dazu leistet bei ganz kurzen Intervallen die lineare Interpolation nahezu dasselbe.[1]) Es bedarf kaum der Betonung, wie unsicher die Extrapolationen nach obigen Formeln im allgemeinen sind, und dass man sich bei grösseren Ansprüchen nicht mit zwei Werthen für λ und n begnügt, sondern aus möglichst vielen Einzelmessungen die Constanten A und B nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet.

An Stelle der Werthe n_1 ect. können ohne beträchtlichen Unterschied auch direct die Ablenkungen D oder die Ablesungen an einer Scala eingesetzt werden.[2])

327. Eine genauere und bequemere Interpolationsformel mit drei Constanten ist von Cornu[3]) benutzt worden. Er ersetzt — zunächst innerhalb kleinerer Intervalle — die Dispersionscurve durch eine Hyperbel, setzt also

$$(y - a)\ (x - b) = c^2$$

und wenn er D und λ als Variable wählt,

$$(D - a)\ (\lambda - b) = (D - D_0)\ (\lambda - \lambda_0) = c^2$$

oder

$$\Psi\ (D) = \lambda = \lambda_0 + \frac{c^2}{D - D_0}$$

Schreibt man die vorletzte Gleichung in der Form

$$D\,\lambda = D_0\,\lambda + D\lambda_0 + K^2,$$

$$\text{wo } K^2 = c^2 - \lambda_0\,D_0,$$

so zeigt sich, dass die Constanten D_0, λ_0, c^2 mittelst mindestens drei linearer Gleichungen bestimmt werden können. Man braucht also mindestens drei zusammengehörige Werthpaare λ, D.

Da man, wie gesagt, die Formel innerhalb kleinerer Intervalle von 200 —300 A. E. anwendet, so ist es zur Verkleinerung der Zahlen bisweilen zweckmässig, die Substitution

$$x = \lambda - r$$

$$y = D - s$$

auszuführen, wo r z. B. die 1000 A. E., s die correspondirende Winkelgrösse bedeutet.

In der Gegend 3400—3100 eines durch ein Kalkspathprisma entworfenen Spectrums betrugen die Abweichungen der Cornuschen Formel gegen seine eigenen Gittermessungen 0,5—0,8 A. E. Wir werden sogleich nochmals auf den Gegenstand zurückkommen.

Wendet man innerhalb kleiner Bezirke lediglich lineare Interpolation an,

1) Rep. Brit. Ass. 1881. York. p. 325—327.

2) W. Gibbs, l. c. p. 49.

3) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. II. Ann. éc. norm. (2) 9. p. 21—106 (1880).

so kann man, falls der Fehler in der Mitte des Bezirks $D_1 - D_2$ bekannt ist. nach Cornu (l. c.) zweckmässig eine Correctur

$$\mu = A\,(D - D_1)\,(D - D_2)$$

anbringen, wo A sich aus dem Fehler U der Mitte durch die Beziehung

$$A = -\frac{4\,U}{(D_1 - D_2)^2}$$

bestimmt.

Man ersetzt also das Curvenstück über der berechneten Sehne durch eine kleine Parabel. Ist der Fehler an einer anderen Stelle bekannt, als gerade in der Mitte des Intervalls, so kann man ähnlich verfahren, wenn auch mit geringerem Erfolge. Ueberhaupt ist die erste Formel von Cornu der zweiten überlegen.

328. In neuester Zeit endlich hat Hartmann[1]) eine ähnliche Formel wie Cornu angegeben, welche — unreducirt — einen noch etwas besseren Anschluss an das Beobachtungsmaterial vermittelt. Er setzt nämlich

$$\text{(104)} \quad \begin{aligned} n &= n_0 + \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^{\alpha}} = \Phi(\lambda) \\ \lambda &= \lambda_0 + \frac{c}{(n - n_0)^{\frac{1}{\alpha}}} = \Psi(n), \end{aligned}$$

wo n_0, c, λ_0 und α Constanten und wieder n und λ die Variablen sind.

α hat, wie sich zeigte, für Flint- und Crowngläser nahezu denselben Werth 1,2.

Es bleibt weiter statthaft, an Stelle von n die Grösse D als Variable einzusetzen. Das giebt

$$\Psi'(D') = \lambda = \lambda_0 + \frac{c}{(D - D_0)^{\frac{1}{\alpha}}},$$

und endlich reicht auch die Formel mit Vernachlässigung von α noch aus, so dass

$$\text{(105)} \quad \begin{aligned} \lambda &= \lambda_0 + \frac{c}{(D - D_0)} \\ n &= n_0 + \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)} \end{aligned}$$

wird, womit man auf die schon besprochene Formel von Cornu zurückgeräth.

Hartmann prüft die Formel sowohl in ihrer verkürzten, wie in ihrer unverkürzten Gestalt und findet beide Male einen sehr guten Anschluss an die Messungen. Angewendet z. B. zur Auswerthung einer 48 mm langen, mit einem Sternspectrograph erhaltenen Photographie des Sonnenspectrums, lieferte die verkürzte Cornu'sche Formel, unter Benutzung dreier Rowland'scher Werthe, die Wellenlängen im Bezirk 5100—3700 bis auf 0,2 A. E. genau, als für D direct die Micrometerablesungen eingesetzt wurden.

Nach alledem dürfte somit die Cornu'sche Formel und ihre von Hartmann gegebenen Modificationen, wenigstens im sichtbaren und ultravioletten

---

1) J. Hartmann, Ueber eine einfache Interpolationsformel für das prismatische Spectrum. Publ. Potsd. Obs. **12**, Anhang p. 1—26 (1898); auch Astroph. J. **8**. p. 218—221 (1898).

Theile des prismatischen Spectrums in den meisten Fällen den Anforderungen an eine bequeme Interpolationsformel genügen, und jedenfalls der abgekürzten Cauchy'schen Reihe $n = A + B\lambda^{-2}$ vorzuziehen sein.

329. Ist die Anwendung graphischer oder rechnerischer Interpolation nicht möglich, weil bekannte Linien fehlen, oder weil kein Vergleichsspectrum angewendet werden kann, oder aus sonst einem Grunde, so bleibt, wie bereits ausgeführt, nur übrig, die Function $\Phi(\lambda)$ der Dispersionstheorie zu entlehnen. In den meisten Fällen wird man dazu noch der für die betreffende Prismensubstanz gültigen Dispersionsconstanten bedürfen und voraussetzen müssen, dass die letzteren sich nicht mit dem Fundort u. s. w. des Materiales ändern.

So kommt es, dass man in der Praxis der Spectroscopie bis zu einem gewissen Grade von der Richtigkeit der Dispersionsformeln und der ihnen zu Grunde gelegten Theorien unabhängig wird, da ja jeder Anwendung eine Dispersionsbestimmung für jedes Prismenmaterial vorangehen muss, die ihrerseits zum Prüfstein der genannten Formeln wird.

Wir dürfen uns daher mit der Anführung der gebräuchlichsten Dispersionsformel begnügen und können uns dabei um so kürzer fassen, als einerseits die Dispersionstheorie gegenwärtig einen gewissen Abschluss erreicht hat, andererseits eine Würdigung der verschiedenen im Laufe der Zeit aufgestellten Theorien auf beschränktem Raume kaum möglich erscheint, während die blosse Aufzählung der zu Grunde gelegten Vorstellungen elastischer, hydrodynamischer Art u. s. w., wo überhaupt möglich, doch nur von geringem Werthe bleibt und die einzelnen Theorien ebenso wie ihre Leistungsfähigkeit nicht entfernt characterisirt.[1])

Alle neueren Theorien der Dispersion gründen sich auf die Annahme, dass der Dispersionsvorgang wesentlich bedingt sei durch das Mitschwingen der ponderablen Materie, sei es, dass man die Moleküle selbst oder ihre Ladungen an den Aetherschwingungen theilnehmen lässt, oder sonstige verwandte Vorstellungen benutzt. Es zeigt sich dann, dass in den Gebieten, wo die

---

1) Man vergl. P. Drude, Theorie des Lichtes für durchsichtige Medien, in Winkelmann's Handbuch der Physik II, 1. p. 641—686. Breslau 1894 bei Trewendt. Ausserdem:

E. Ketteler, Theoretische Optik, gegründet auf das Bessel-Sellmeier'sche Princip. Braunschweig 1885 bei Vieweg.

A. Wüllner, Lehrbuch der Experimentalphysik. IV, 1. 5. Aufl. p. 124—210, Leipzig 1899 bei Teubner. Die Litteratur bis 1866 ziemlich vollständig bei E. Verdet, Leçons d'optique physique (2) p. 37—39. Paris 1870. Oeuvres, T. 6.

Eine bis in die neueste Zeit reichende vollständige Bibliographie scheint zu fehlen. Zusammenstellungen und Kritiken von Dispersionsformeln ausser in den citirten Werken besonders bei

E. Ketteler, Ueber den Einfluss der ponderablen Moleküle auf die Dispersion des Lichtes und über die Bedeutung der Constanten der Dispersionsformeln. Pogg. Ann. **140**. p. 1—53, 177—219 (1870).

E. Ketteler, Zur Handhabung der Dispersionsformeln. Wied. Ann. **30**. p. 299—316 (1887).

P. Drude, Gött. Nachr. (1892). p. 366—391, 393—412.

H. Bouasse, Réflexion et réfraction dans les milieux isotropes transparentes et absorbantes. Ann. chim. et phys. (6) **28**. p. 145—237, 433—498 (1893).

Eigenschwingungen der Moleküle oder ihrer electrischen Ladungen nahe mit den Aetherschwingungen übereinstimmen, anomale Dispersion stattfindet. Zugleich ergeben die neueren mechanischen wie electromagnetischen Dispersionstheorien[1]) im Wesentlichen übereinstimmende Dispersionsformeln, die wir repräsentiren können durch die Ketteler-Helmholtz'sche Formel, die am meisten geprüft worden ist[2]) und sich bisher stets bewährt hat. Nach derselben ist[3])

$$(106)\qquad \begin{aligned} n^2 - x^2 - a^2 &= \sum \frac{D(\lambda^2 - \lambda_m^2)}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2} \\ 2nx &= \sum \frac{Dg\lambda}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2}. \end{aligned}$$

In diesem Formelpaar, das sich in gleicher Weise sowohl aus der mechanisch elastischen Theorie Ketteler's, wie aus der electromagnetischen Theorie v. Helmholtz ergiebt[4]), bedeutet n den Brechungsindex[5]), λ die

1) Z. B. F. Kolaček, Beiträge zur electromagnetischen Lichttheorie. Wied. Ann. **34**. p. 673—711 (1888).

D. A. Goldhammer, Studien über die electrische Lichttheorie. Wied. Ann. **47**. p. 265—298 (1892). — Die Dispersion und Absorption des Lichtes nach der electrischen Lichttheorie. Wied. Ann. **47**. p. 93—106 (1892).

H. Ebert, Versuch einer Erweiterung der Maxwell'schen Theorie. Wied. Ann. **48**. p. 1—24 (1893).

H. v. Helmholtz, Electromagnetische Theorie der Farbenzerstreuung. Wied. Ann. **48** p. 389—405 (1893). — Vorlesungen über die electromagnetische Theorie des Lichtes. Herausgegeben von A. König und C. Runge 370 pp. Hamburg und Leipzig 1897 bei L. Voss. Bd. V der Vorlesungen über theoretische Physik.

P. Drude, Physik des Aethers. p. 55ff. Stuttgart 1894 bei Enke. Gött. Nachr. 1893.

P. Drude, Winkelmann, Handbuch der Physik. II, 1. p. 684—686. Breslau 1894.

Lord Kelvin (Sir. W. Thomson), Lectures on molecular dynamics. Baltimore 1885.

E. Ketteler, Theoretische Optik, gegründet auf das Bessel-Sellmeier'sche Princip. Braunschweig 1885, bei Vieweg. p. 85—122.

E. Ketteler, Notiz, betreffend die Möglichkeit einer zugleich den elastisch-optischen, wie den electromagnetischen Principien entsprechenden Dispersionsformel. Wied. Ann. **49**. p. 382—386 (1893).

2) Namentlich durch Ketteler selbst: Theoretische Optik gegründet auf das Bessel-Sellmeier'sche Princip. Braunschweig 1885 bei Vieweg p. 559f., ferner Wied. Ann. **12**. p. 481f. (1881), **15**. p. 337f. (1882); sodann in neuester Zeit durch A. Pflüger, Prüfung der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformeln an den optischen Constanten anomal dispergirender, fester Farbstoffe. Wied. Ann. **65**. p. 173—213 (1898).

A. Wüllner, Lehrbuch der Experimentalphysik. 3. Aufl. Bd. 4, 1. p. 202—210. Leipzig 1899 bei Teubner, hierzu K. Danzebrink Progr. Aach. Kaiser-Karl-Gymn. 1886*.

In den genannten Arbeiten ist die vollständige Formel berücksichtigt. Die zahlreichen Prüfungen der abgekürzten Formeln an „durchsichtigen" Medien werden noch weiter unten genannt.

3) E. Ketteler, Theoretische Optik u. s. w. Braunschweig 1885. p. 112 und 559. — Zur Handhabung der Dispersionsformeln. Wied. Ann. **30**. p. 299—316 (1887).

4) E. Ketteler, Notiz betreffend die Möglichkeit einer zugleich den elastisch-optischen wie den electromagnetischen Principien entsprechenden Dispersionsformel. Wied. Ann. **49**. p. 382—386 (1893).

5) Für senkrechten Einfall, da innerhalb des Absorptionsstreifens der Brechungsexponent vom Einfallswinkel abhängig ist; man vergl. u. a. A. Pflüger, Prüfung der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel u. s. w. Wied. Ann. **65**. p. 175 (1898). — A. Wüllner, Lehrbuch der Experimentalphysik. 5. Aufl. Bd. 4, 1. p. 142—145. Leipzig 1899 bei Teubner.

variable Wellenlänge, λ_m die mittlere Wellenlänge eines Absorptionsstreifens, resp. die Wellenlänge, welche der Eigenschwingung einer bestimmten schwingungsfähigen im brechenden Medium enthaltenen Molekülsorte entspricht, D hat in den verschiedenen Theorien verschiedene Bedeutung, es hängt in der electromagnetischen Theorie z. B. mit der Dielectricitätsconstante zusammen.

a ist eine weitere Constante, die z. B. bei Ketteler den Grenzwerth bedeutet, dem sich n für unendlich grosses λ nähert; g ist die „Reibungsconstante" der Ketteler'schen Theorie und giebt ein Maass der Dämpfung; $\varkappa$ endlich bedeutet den Extinctionsindex für senkrechte Incidenz und ist dadurch characterisirt, dass die Amplitude der Strahlung beim Durchgang durch eine Schicht von der Dicke λ im Verhältniss $1 : e^{2\pi\varkappa}$ abnimmt.

Die Summation ist über sämmtliche schwingungsfähige Molekülgattungen, resp. über sämmtliche Absorptionsstreifen auszuführen.

Ausser in der unmittelbaren Nachbarschaft eines Absorptionsstreifens darf $\varkappa^2$ vernachlässigt werden.

Innerhalb des Absorptionsstreifens selbst findet metallische Reflexion statt.[1])

330. Eine Veranschaulichung des Dispersionsganges nach der Ketteler-Helmholtz'schen Formel giebt die aus Paschen[2]) entnommene Figur 97.

Fig. 97.

Es ist angenommen, das Medium habe nur zwei Absorptionsstreifen bei λ_1 und λ_2, so dass

$$n^2 - \varkappa^2 - a^2 = \frac{D_1(\lambda_1^2 - \lambda^2)}{(\lambda_1^2 - \lambda^2)^2 + g_1^2 \lambda^2} + \frac{D_2(\lambda^2 - \lambda_2^2)}{(\lambda^2 - \lambda_2^2)^2 + g_2^2 \lambda^2}$$

und entsprechend $2n\varkappa$.

Die ausgezogene Linie giebt die vollständige Dispersionscurve; die gestrichelte wird erhalten, wenn man die Grössen g_1^2 und g_2^2, die nur im Absorptionsstreifen selbst endliche Beträge erreichen und für alkoholische Cyanin-

---

1) Wie Kundt im sichtbaren Theil des Spectrums entdeckte. A. Kundt, Ueber die anomale Dispersion der Körper mit oberflächlichen Farben. Pogg. Ann. **142**. p. 163—171 (1871).

2) F. Paschen, Die Dispersion des Fluorits und die Ketteler'sche Theorie der Dispersion. Wied. Ann. **53**. p. 812—822 (1894).

lösung z. B. auch dort noch von der Ordnung 10^{-3} sind [1]), ebenso wie den Extinctionscoefficient $\varkappa$ vernachlässigt, so dass

$$(107) \qquad n^2 - a^2 = -\frac{D_1}{\lambda_1^2 - \lambda^2} + \frac{D_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}.$$

Diese Formel repräsentirt vier Hyperbeläste. Die beiden inneren gehen in einem Inflexionspunkt in einander über; die beiden äusseren haben bei a und b Asymptoten. Das zwischen diesen eingeschlossene Gebiet können wir als dasjenige bezeichnen, für welches unsere abgekürzte Formel bei Vernachlässigung von g^2 und $\varkappa^2$ gilt. [2])

Der besprochene Körper mit zwei Absorptionsstreifen ist nun das Muster aller Substanzen, welche als Prismenmaterial in Frage kommen. Jede derselben wird nämlich, wenn auch möglichst durchsichtig gewählt, im äussersten Ultraviolett und äussersten Ultraroth zum mindesten je einen Absorptionsstreifen besitzen. Sind deren mehrere vorhanden, so genügt es, sich an die zunächst liegenden zu halten, da die weiter entfernten nur eine Fernewirkung ausüben, die man vernachlässigen kann.

Die Dispersion der Prismensubstanzen wird demgemäss durch den mittleren Theil der Curve Fig. 97, resp. die Formel (107) dargestellt. Die letztere lässt sich zweckmässig in eine Reihe entwickeln, indem man setzt [3])

$$n^2 - a^2 = -D_1 \sum_{\nu=0}^{\nu=\infty} \lambda^{+2\nu} \lambda_1^{-2(\nu+1)} + D_2 \sum_{\nu=0}^{\nu=\infty} \lambda_2^{+2\nu} \lambda^{-2(\nu+1)}$$

oder

$$(108) \qquad n^2 - a^2 = A - B\lambda^2 - C\lambda^4 - \text{ect} + B_1\lambda^{-2} + C_1\lambda^{-4} + \text{ect}.$$

In diesem Ausdruck sind zugleich die sämmtlichen älteren Dispersionsformeln als Specialfälle enthalten. Je nachdem man die positiven oder negativen Potenzen von λ ganz oder zum Theil weglässt, erhält man die Ausdrücke von Cauchy [4]), Christoffel, Baden-Pawell, Redtenbacher,

---

1) E. Ketteler, Theoretische Optik, gegründet auf das Bessel-Sellmeier'sche Princip. Braunschweig 1885 bei Vieweg. p. 577.

2) F. Paschen, Die Dispersion des Fluorits u. s. w. Wied. Ann. **53**. p. 818 (1894).

3) F. Paschen, Die Dispersion des Fluorits und die Ketteler'sche Theorie der Dispersion. Wied. Ann. **53**. p. 818 (1894).

4) A. L. Cauchy, Mémoire sur la dispersion de la lumière, publié par la soc. des sc. de Prague. Prague 1836. chez. Calve 235 pp. Die Länge der Lichtwellen soll gegen den Abstand der Moleküle in Betracht kommen; dies führt auf

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \text{ect}.$$

E. Christoffel, Ueber die Dispersion des Lichtes. Berl. Monatsber. 1861. p. 906—997. Pogg. Ann. **117**. p. 27—45 (1862); Ann. chim. et phys. (3) **44**. p. 370 (1861); Pogg. Ann. **134**. p. 53—60 (1865), behält nur die beiden ersten Glieder der Cauchy'schen Formel bei und findet

$$\frac{n_0\sqrt{2}}{\sqrt{1 + \frac{\lambda_0}{\lambda}} + \sqrt{1 - \frac{\lambda}{\lambda_0}}}. \quad \lambda_0 \text{ ist eine Constante.}$$

Baden-Pawell, Researches towards establishing a theory of the dispersion of light. Phil. Trans. 1836. p. 249—254; ib. 1836. p. 17—20; ib. 1837. p. 19—34; ib. 1838. p. 67—72 findet empirisch

Neumann, Briot, Ketteler[1]) u. a. Dieses Verhältniss erklärt dann weiterhin auch die Leistung der genannten Formeln und die Grenzen ihres Gültigkeitsbereiches.

Ein Beispiel für die Vollkommenheit, mit der die Formel (107) die Dispersion der uns hier interessirenden „durchsichtigen“ Medien darstellt, liefert uns der Fluorit, dessen Dispersionscurve Fig. 98 nach den Messungen von Paschen, Carvallo und Sarasin zeigt. In dem gewaltigen Bezirke von 1800 A. E. bis 9,4 μ beträgt nach der Tabelle von Paschen[2]) die Differenz zwischen Messung und Formel durchweg nur etwa 5—6 Einheiten der 5ten Decimale. Ebenso entscheidend, wie diese Uebereinstimmung für die Ketteler-Helmholtz'sche Formel spricht, zeigt sich die Mangelhaftigkeit der älteren Formeln; bis etwa 5 μ lässt sich z. B. die Briot-Ketteler'sche Formel in

---

$\frac{1}{n} = C \frac{\sin \pi \frac{D}{\lambda}}{\pi \frac{D}{\lambda}}$ eine Formel, die sich leicht auf die Cauchy'sche zurückführen lässt.

J. F. Redtenbacher, Das Dynamidensystem. Mannheim (1857)*, nimmt an, die Moleküle seien von verdichteten Aetherhüllen umgeben und bewirkten allein die Dispersion. Er findet

$$\frac{1}{n^2} = a + b\lambda^2 + \frac{c}{\lambda^2}.$$

C. Neumann, Die magnetische Drehung der Polarisationsebene. Halle 1863 findet

$$\frac{1}{n^2} = k\frac{\lambda^2}{n^2} + A - B\frac{n^2}{\lambda^2} - C\frac{n^4}{\lambda^4}$$

eine Reihe, die man nach Ketteler (theoretische Optik p. 555—556) auch schreiben kann

$$n^2 = -k\lambda^2 + a^2 + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \text{ect.}$$

In dieser Gestalt wird die Formel identisch mit derjenigen, welche Ketteler (E. Ketteler, Ueber den Einfluss der ponderablen Moleküle auf die Dispersion und über die Bedeutung der Constanten der Dispersionsformeln. Pogg. Ann. **140**. p. 1—53, 177—219 (1870)) aus der Theorie von Briot (Essai sur la theorie mathématique de la lumière. Paris 1864) abgeleitet hat, und welche irrthümlicher Weise meist Briot'sche Formel genannt wird. Briot nimmt an, der Aether werde zwischen den Molekülen periodisch verdichtet. — Die Neumann'sche Formel ist auch in neuerer Zeit, namentlich von Carvallo und Rubens angewandt worden und leistet sehr Bedeutendes. Wie Paschen jedoch zeigte, erfordert ein völliger Anschluss die Hinzunahme eines Gliedes, mit λ^4 und dieser Term kann nicht aus den älteren Theorien, sondern nur aus der Ketteler-Helmholtz'schen Formel gewonnen werden.

Im Wesentlichen gleichwerthig mit der Neumann-Ketteler'schen Formel ist endlich die Formel von Ketteler

$$n^2 - a^2 = \frac{M\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \lambda^2.$$

E. Ketteler, Zur Handhabung der Dispersionsformeln. Wied. Ann. **30**. p. 299—316 (1887). Man vergleiche ferner die in §§ 350—368 gegebenen Beispiele.

1) Man vergl. die p. 330 angegebene Litteratur. Ueber die im Text genannten Dispersionsformeln besonders:

E. Ketteler, Ueber den Einfluss der ponderablen Moleküle auf die Dispersion des Lichtes und die Bedeutung der Constanten der Dispersionsformeln. Pogg. Ann. **140**. p. 1—53, 177—219 (1870).

2) F. Paschen, Die Dispersion u. s. w. Wied. Ann. **53**. p. 821 (1894). Es sind hier die älteren Zahlen von Paschen benutzt. Man vergl. § 361. Die geringen Differenzen gegen seine neueren Messungen sind an dieser Stelle belanglos.

Uebereinstimmung mit der Messung bringen, von da ab wächst die Divergenz rapide.

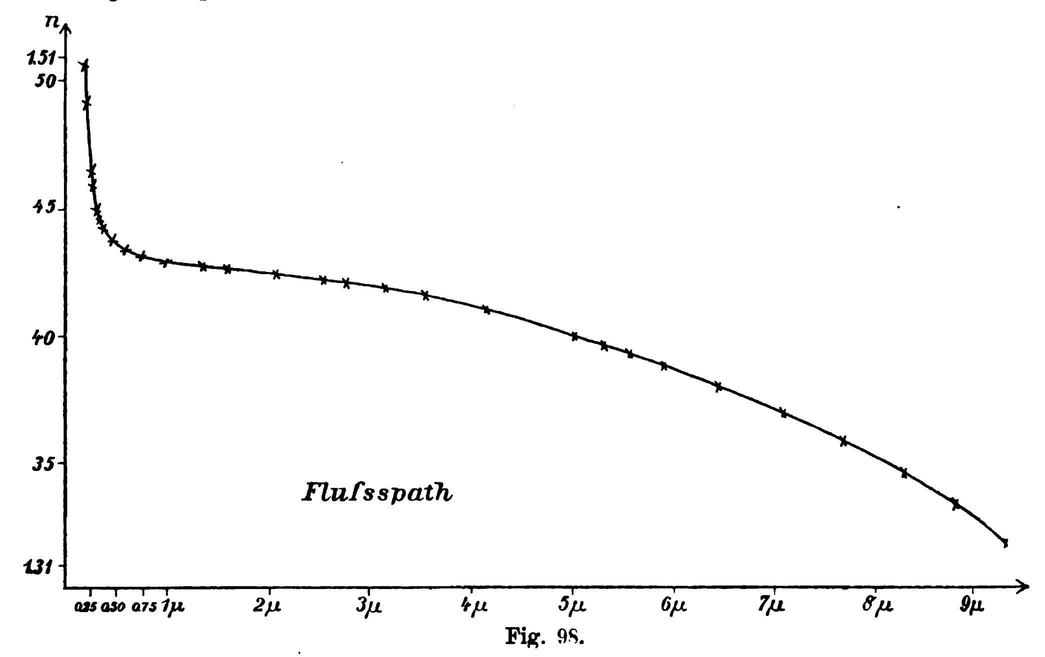


Fig. 98.

Wir können uns mit der Angabe dieses einen Beispiels begnügen[1]), da ja, wie bereits hervorgehoben wurde, jede Anwendung der Dispersionsformel in der Spectroscopie zugleich eine Prüfung der Formel liefert und man so nie über den Geltungsbereich der letzteren im Unklaren bleiben kann.

Als besonders schöne Anwendung und Bestätigung der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsgleichungen muss endlich die von Rubens[2]) ausgebildete Methode der Reststrahlen hervorgehoben werden. Die Theorie ergiebt nämlich[3]), dass die dispergirenden Körper in den Absorptionsgebieten λ_m me-

1) Weitere Beispiele und Literatur:

A. Wüllner, Lehrbuch der Experimentalphysik. 5. Aufl. IV, 1. Leipzig 1899 bei Teubner. p. 185—210.

L. Grätz, Artikel Wärmestrahlung in Winkelmann's Handbuch der Physik. II, 2. Breslau 1896 bei Trewendt. p. 154—167.

2) H. Rubens und E. F. Nichols, Ueber Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge. Naturw. Rundsch. **11**. p. 545—549 (1896).

H. Rubens und E. F. Nichols, Versuche mit Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge. Wied. Ann. **60**. p. 418—462 (1897).

H. Rubens und Trowbridge, Beiträge zur Kenntniss der Dispersion und Absorption der ultrarothen Strahlen in Steinsalz und Sylvin. Wied. Ann. **60**. p. 724—739 (1897).

H. Rubens und E. F. Nichols, Heat rays of great wave lenght. Phys. Rev. **4**. p. 314—323 (1897).

H. Rubens und E. Aschkinass, Die Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin. Wied. Ann. **65**. p. 241—256 (1898).

H. Rubens und E. Aschkinass, Isolirung langwelliger Wärmestrahlen durch Quarzprismen. Wied. Ann. **67**. p. 459—466 (1899).

3) Wie im sichtbaren Theil schon 1871 von Kundt entdeckt wurde.

tallische Reflexion zeigen. Hierauf stützt sich nun Rubens, um durch wiederholte Reflexion die λ_m entsprechenden Wellenlängen abzusondern. Die directe Messung der auf diese Weise isolirten Strahlen mittelst des Gitters liefert dann das Mittel, weit im äussersten Ultraroth die Brechungsexponenten verschiedener Substanzen zu bestimmen und so rückwärts die Ketteler-Helmholtz'sche Formel zu prüfen.

ZWEITER ABSCHNITT.

Construction der Prismen.

331. Wir gehen nunmehr über zur Besprechung der practischen Herstellung eines prismatischen Spectrums. Die Bedingungen für die Erzielung eines reinen Spectrums fallen im Wesentlichen zusammen mit denjenigen, von welchen auch die Genauigkeit der Messungen in einem Prismenspectrum abhängt. Wir können also die Messung der Brechungsexponenten, die für jene Bestimmungen das Muster und die Grundlage bilden, an die Spitze stellen; die gewünschten Regeln für die Aufstellung der Prismen u. s. w. ergeben sich dann von selbst.[1])

Weiter berührt sich der vorliegende Gegenstand in vielen Punkten mit der Construction der Spectralapparate und mit den Messmethoden für Wellenlängen, welche beide in späteren Kapiteln eingehend behandelt sind, und auf welche wir für weitere Einzelheiten verweisen.

Es handle sich um die Bestimmung des Brechungsexponenten eines Prismas mit Hülfe eines Spectrometers. Von diesem nehmen wir an, dass es alle gehörigen Bedingungen erfülle, dass also z. B. die Drehungsaxen von Theilkreis, Tisch und Fernrohr zusammenfallen, dass die Spalthöhe, Oeffnung und Brennweite des Collimatorrohres und des Fernrohres mit Rücksicht auf die Linienkrümmung u. s. w. günstig gewählt sind, dass das Prisma einen passenden Winkel hat und dass seine Oeffnung der der Fernrohre entspricht.

Dann können wir zwischen dem idealen Verfahren unterscheiden, welches vollkommene brechende Flächen u. s. w. voraussetzt, und zwischen dem Compensationsverfahren, welches die einzelnen Fehlerquellen berücksichtigt.

Zu dem ersten Verfahren gehören die Regeln für die genaue Aufstellung des Apparates und für die Messungen, welch letztere wieder mit dem Beobachtungsverfahren — ob Bolometer, ob photographische Platte u. s. w. — variiren.

Bei den Correctionen können wir unterscheiden zwischen denjenigen, welche in den Fehlern des abbildenden Apparates ihren Ursprung haben, und zwischen denjenigen, welche für das jeweilige Beobachtungsverfahren anzubringen sind.

332. Sieht man zunächst von allen Correctionen ab, so ist die erste Be-

1) Es wird dabei nur auf die Bestimmung von Brechungsexponenten durch Lichtbrechung in Prismen Rücksicht genommen und dabei von vorneherein die Methode der minimalen Ablenkung ins Auge gefasst, die für spectroscopische Zwecke die wichtigste ist und zugleich als Muster für andere Verfahren dienen kann.

dingung für eine genaue Messung ein gutes Spectralbild. Damit ein solches erzielt wird, ist es aber nach § 279 nöthig:

1. dass das Prisma von parallelem Licht getroffen wird,
2. dass die optischen Axen von Fernrohr und Collimatorrohr in derselben Hauptebene des Prismas liegen,
3. dass der Spalt der brechenden Kante parallel ist,
4. dass auch bei Bewegungen des Fernrohres oder Prismas die Forderungen 1—3 erfüllt bleiben.

Damit das Prisma nur von parallelem Lichte durchsetzt wird, ist es nothwendig, dass der Spalt sich genau im Brennpunkt des Collimatorobjektivs befindet. Die Erfüllung dieser Bedingung schliesst ferner die Forderung ein, auch das Fernrohr genau auf Unendlich einzustellen. Hierbei sind zwei Fälle zu unterscheiden, je nachdem die Objective achromatisch sind oder nicht.[1])

Bei Glasapparaten wird im sichtbaren Theil meist der erste Fall zutreffen, bei Verwendung von Krystalllinsen sowie im ultrarothen und ultravioletten Theil jedoch der zweite Fall, da man hier den Achromatismus nur mit unverhältnissmässigen Opfern und unvollkommen erreichen kann.[2])

Es seien zunächst die Linsen achromatisch. Man beginnt dann mit der Einstellung des Fernrohres. Hierzu können verschiedene Methoden dienen. Die einfachste ist, das Fernrohr auf einen sehr entfernten Gegenstand, eine Kirchthurmspitze oder einen Stern in der Nähe des Horizontes einzustellen, nachdem vorher das Ocular möglichst genau auf das Fadenkreuz oder die sonst etwa benutzte Marke eingestellt war. Die Justirung des Collimatorrohres wird dann erreicht, indem man das Fernrohr direct auf den Spalt richtet und den Collimatorauszug verschiebt, bis der Spalt scharf erscheint.

Als Probe dient in allen Fällen die Abwesenheit von Parallaxe bei geringfügigen Bewegungen des Auges.

Die directe Einstellung des Fernrohres auf entfernte Objecte hat jedoch den Nachtheil, dass es meistens schwierig ist, das Spectrometer in eine passende Lage zu bringen.

Eine zweite überall benutzbare Methode beruht auf der Anwendung eines Gauss'schen Oculars im Verein mit einer ebenen Fläche, einer planparallelen

1) Die Regeln für die Messung von Brechungsexponenten sind in zahllosen Arbeiten zerstreut, die die verschiedensten Methoden anwenden, in den verschiedensten Spectralregionen messen und wechselnde Zwecke verfolgen. Zusammenfassende Darstellungen findet man namentlich bei Cornu, Sur le spectre normal du soleil partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **9** p. 21—106. (1880), sowie in einigen weiter unten anzugebenden Schriften. Kürzere Anleitungen geben die bekannten Lehrbücher von Kohlrausch, Wiedemann-Ebert, Müller-Pouillet-Lummer und andere. Man vergl. ferner C. Pulfrich, Die dioptischen Methoden zur Bestimmung von Brechungsindices und deren Ergebnisse, in Winkelmann's Handbuch der Physik II, 1 p. 302—344. Breslau 1894 bei Trewendt.

2) A. Cornu, l. c. p. 22. V. Schumann, Ueber die Photographie der Lichtstrahlen kleinster Wellenlänge. Wien. Ber. **102** (2), p. 415, p. 472, p. 625, p. 994 (1893). In neuester Zeit J. Hartmann, Bemerkungen über den Bau und die Justirung von Spectrographen. Zt. f. Instrkde. **20** p. 17—19, p. 47 (1900).

Platte, einem Spiegel oder der Fläche eines Prismas, das man auf dem Spectrometertischchen aufstellt. Nachdem wieder vorher das Ocular unter Vorhalten eines Blattes Papier z. B. genau justirt ist, stellt man das Fernrohr so ein, dass man das Bild des Fadenkreuzes zugleich mit dem Fadenkreuze selbst scharf sieht.

Die Justirung des Collimatorrohres geschieht wie eben. Eine Vorbedingung für die Anwendbarkeit dieses Verfahrens besteht darin, dass die benutzte spiegelnde Fläche wirklich eben sein muss. Unter den zahlreichen Methoden, die Oberfläche des Glases u. s. w. auf ihre ebene Beschaffenheit zu prüfen, nennen wir nur zwei von Cornu[1]) mit Vortheil benutzte. Entweder man untersucht das schräg gespiegelte Bild einer entfernten punktförmigen Lichtquelle mit Hülfe eines Fernrohres auf Astigmatismus[2]), oder man benutzt — bei Verwendung eines versilberten Glases — einmal die Vorderseite, das andere Mal die Rückseite der Versilberung. Die mittlere Einstellung ist die gesuchte, wenn man den geringen Verschiebungseffect der brechenden Platte vernachlässigt.

333. Weitere Verfahren zur Einstellung des Fernrohres gründen sich auf die in den §§ 266—277 behandelte Eigenschaft der Prismen, nicht telecentrischen Büscheln eine gewisse astigmatische Differenz zu ertheilen.

Wie Ditscheiner[3]) und Helmholtz[4]) zuerst bemerkten, muss man nämlich das Fernrohr verlängern, wenn der Einfallswinkel des Lichtes an der ersten Prismenfläche grösser ist als der zur Minimumstellung gehörige, und wenn der Spalt zu weit vom Collimatorobjectiv abliegt, verkürzen, wenn der Collimator zu kurz ist. Umgekehrte Verhältnisse finden statt, wenn man von der Stellung des symmetrischen Durchganges zu kleineren Einfallswinkeln übergeht.[5]) Unter Beachtung dieser Regel lässt sich also das Collimatorrohr richtig einstellen.

Ein ähnliches Verfahren ist von Schuster[6]) angegeben worden. Man bringt das Fernrohr ein wenig aus der für eine bestimmte Linie gefundenen Minimumstellung. Nun giebt es zwei Positionen A und B des Prismas, für welche die Linie in der Mitte des Gesichtsfeldes steht. In der Stellung A corrigirt man am Fernrohr, bis die Linie scharf erscheint, in der Stellung B am Collimator. Nach einigen Wiederholungen des Verfahrens bleibt die Linie

1) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

2) Ueber die Empfindlichkeit dieser Probe vergl. man S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893. bei Trewendt. p. 77.

3) L. Ditscheiner, Notiz zur Theorie der Spectralapparate. Pogg. Ann. **129**. p. 336—340 (1866).

4) H. v. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik. 1. Aufl. Leipzig 1867. p. 257—258 bei Veit.

5) Man vergl. auch S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893 bei Trewendt. p. 143. Die erste praktische Verwendung dürfte wohl von Ditscheiner herrühren.

6) A. Schuster, A easy method for adjusting the collimator of a spectroscope. Phil. Mag. (5) **7**. p. 95—99 (1879).

in beiden Stellungen scharf. Die Richtigkeit des Verfahrens folgt aus § 276. Man kann, wie Schuster hervorhebt, auch schon auskommen, ohne die Minimumstellung zu verlassen, wenn man das Prisma nur so weit dreht, dass die Linie gerade noch am Rande des Gesichtsfeldes zu sehen ist.

In neuester Zeit benutzt endlich Lippmann[1]) noch ein besonderes Verfahren. Er bringt in den Weg der vom Collimator kommenden Strahlen zwei dicke, etwa um 90° gegen einander geneigte planparallele Glasplatten, deren Kante parallel dem Spalte gestellt wird. Ist das hindurchgehende Licht parallel, so macht die Verschiebung der beiden Bündelhälften nichts aus. Besteht dagegen eine gewisse Convergenz oder Divergenz, so sieht man den Spalt doppelt. Die auf diese Weise zu erreichende Justirung des Collimators ist von der Fernrohreinstellung unabhängig.

Die zuletzt genannten Verfahren haben alle den Vortheil, die Einstellung beider Rohre zugleich zu liefern und zwar für eine bestimmte Farbe, während die Anwendung des Gauss'schen Oculares ohne monochromatische Beleuchtung sowie die Visirung eines fernen Gegenstandes nur die Einstellung für eine mittlere Farbe liefern, somit bei nicht achromatisirten Linsen unbrauchbar sind.

334. Allein selbst wenn man achromatische Linsen benutzt, pflegt sich der Einfluss der unvollständigen Achromasie störend bemerkbar zu machen, namentlich bei photographischen Aufnahmen und im Ultraroth.

Es empfiehlt sich dann nach Cornu[2]) für die Auszüge von Collimator und Fernrohr eine Tabelle resp. Curven anzulegen, bei welchen man die Minimalablenkungen D als Abscissen und die Auszüge der Rohre, die zu diesem Zwecke passend getheilt sein müssen, als Ordinaten wählt. Die in Rede stehenden Curven haben ungefähr die Gestalt von Parabeln[3]), die man im sichtbaren Spectrum mit dem Auge verfolgt und dann dank ihres bekannten Gesetzes in den unsichtbaren Theilen extrapolirt. Es genügt, hin und wieder einen Punkt der Curve etwa durch eine photographische Aufnahme zu controlliren.

Umständlicher wird das Verfahren, wenn man einfache Linsen anwendet. Man muss dann, um nicht gar zu kurze Partien des Spectrums scharf zu bekommen, bei photographischen Aufnahmen der Platte eine gewisse Neigung gegen die Axe des Fernrohres geben.[4])

Für bestimmte Linsensubstanzen und Linsenformen lässt sich freilich

---

1) G. Lippmann, Méthode pour la mise au point d'un collimateur. C. R. **129**. p. 569—570 (1899).

2) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

3) Hierzu: S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893 bei Trewendt. p. 130—132. Daselbst weitere Literatur.

4) Man vergleiche hierzu die Schwierigkeiten, welche sich durch diese Verhältnisse beim Bau des Schumann'schen Vacuumspectrographen ergaben. Wien. Ber. **102**, IIa. p. 415—475, 625—694 (1893).

beides, sowohl Fernrohrauszug wie Neigung gegen die Axe, angenähert berechnen.[1]) Im Allgemeinen wird man jedoch empirisch vorgehen müssen.

Man beginnt dann, analog dem vorhin behandelten Falle, bei einer gut sichtbaren Linie und construirt so die Auszugcurven, indem man die jedesmal bei einer neuen Einstellung am Fernrohr anzubringende Correctur zu gleichen Theilen auf den Collimator und das Fernrohr vertheilt, von denen hier, wie weiterhin, vorausgesetzt wird, dass sie nahezu gleiche Brennweite haben.

Die beschriebene Manipulation hat jedoch den Nachtheil, dass jede Ablesung von der vorherigen abhängig wird. Cornu ersetzt sie dadurch, dass er an Stelle zweier Curven die einzige Curve bestimmt, welche die Summe zweier correspondirender Auszüge der beiden Rohre darstellt.

Es lässt sich nämlich leicht zeigen[2]), dass für zwei zu einer bestimmten Farbe gehörige correspondirende Auszugänderungen df_1 und df_2 nahezu die Gleichung

$$df_1 + df_2 = 0 \qquad \text{gilt.}$$

Die Auszugsumme ist also constant und für jede Farbe characteristisch.

Es genügt daher, den Spalt angenähert in den Brennpunkt seiner Linse zu bringen, das Fernrohr einzustellen, die Summe der Auszüge abzulesen und nur von Strecke zu Strecke das Collimatorrohr neu zu justiren. Man erhält so die Curve der Auszugsummen. Vergleicht man diese an dem Ausgangspunkte, etwa bei der D-Linie mit den dort auf directem Wege gefundenen Längen der Rohre, so liefert die Differenz das doppelte der Grösse, um die man die Auszüge der beiden Rohre für einen bestimmten Punkt ändern muss, wenn man dabei jedesmal wieder von den zur D-Linie gehörigen Längen ausgeht.

Ausserhalb des sichtbaren Theiles behilft man sich mit einem fluorescirenden Ocular, oder indem man auf andere Weise, z. B. durch Ausprobiren mittelst Photographie, einzelne Punkte der Curve gewinnt.

Auf die Modificationen, welche dies Verfahren durch die Fehler der Prismen erleidet, wird noch zurückzukommen sein.

Die genaue Einstellung von Fernrohr und Collimatorrohr ist, wie bereits in § 279 bemerkt, eine der wichtigsten Bedingungen für die Wirksamkeit eines Spectralapparates. Von ihr hängt nicht nur die Güte des spectralen Bildes, sondern auch die Genauigkeit der Winkelmessungen ab.

335. Als zweite Forderung war in § 332 verlangt, dass die optischen Axen der beiden Rohre senkrecht stehen sollten zur Apparataxe. Bei den meisten Instrumenten ist dies schon angenähert durch den Erbauer des Apparates ausgeführt. Man erreicht genaue Justirung, indem man zuerst das Fernrohr senkrecht zur Axe stellt. Mit Hülfe eines Gauss'schen Oculares und

---

1) S. Hartmann, Bemerkungen über den Bau und die Justirung von Spectrographen. Zt. f. Instr. **20**. p. 17—19, 47—55 (1900).

2) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

eines Planglases oder versilberten Glases bringt man zunächst Fadenkreuz und Bild zur Deckung. Dann dreht man das Fernrohr um 180° und constatirt, ob die Coincidenz noch immer stattfindet. Wenn nicht, corrigirt man die Hälfte der Abweichung am Fernrohr, die Hälfte am Prismentisch, dreht wieder um 180° und wiederholt das Verfahren; in kurzer Zeit hat man seinen Zweck erreicht.[1])

Ist so das Fernrohr richtig aufgestellt, so justirt man mit seiner Hülfe das Collimatorrohr. Man betrachtet dazu das directe Spaltbild oder sein Spiegelbild in der noch aufgestellten Platte und justirt das Collimatorrohr so, dass die Mitte des Spaltes mit dem Durchschnittspunkt der Ocularfäden zusammenfällt.

Da der Collimator gemäss seiner Construction keine wohl definirte optische Axe besitzt, so markirt man dieselbe zweckmässiger Weise dadurch, dass man einen Metallfaden oder dergl. mit ein wenig Wachs quer über die Spaltmitte klebt und stets auf diesen Punkt einstellt.

336. Die Genauigkeit dieser letztgenannten Justirung findet ihre Controlle bei der Aufstellung des Prismas selbst.

Zunächst überzeugt man sich, ob die Drehungsaxe des Prismentisches und des Fernrohres parallel sind, indem man das Spiegelbild des Spaltes in dem schon erwähnten Planglase mit dem Fernrohr betrachtet. Die Quermarke auf dem Spalt muss im Mittelpunkt des Fadenkreuzes bleiben, wenn man das Fernrohr und den Prismentisch bewegt. Ist diese Prüfung befriedigend ausgefallen, so befestigt man das Prisma auf seinem Tisch. Hierbei ist auf mehrere Umstände Rücksicht zu nehmen.

Man stellt zunächst zur bequemeren Justirung am besten eine Prismenfläche senkrecht zur Verbindungslinie zweier Tischschrauben.

Dann muss das Prisma so stehen, dass der Axenstrahl des Collimators auch als Axenstrahl in das Fernrohr eintreten kann. Dies ist der Fall, wenn für eine mittlere Wellenlänge des in Frage kommenden Bezirkes die Rohraxen gerade die Mitten der Prismenflächen treffen, wenn sich das Prisma in der Minimumstellung befindet. Die Spectrometeraxe liegt dann in der Halbirungsebene des Prismenwinkels.

Man prüft nach Kirchhoff[2]) die Prismenstellung, indem man die Objective mit Kappen abblendet, die nur in der Mitte einen dem Spalte parallelen Schlitz haben. Das Gesichtsfeld muss trotzdem hell bleiben.

Dem gleichen Zwecke dient die in Fig. 99 angedeutete Klappenvorrichtung, welche auf das Collimator- resp. Fernrohr aufgesetzt werden kann. Bei a ist eine Nase, mittelst welcher sich der sectorförmige Schieber vor den rechten oder linken Ausschnitt legen lässt. Befindet sich die Vorrichtung

---

1) Diese Justirung lässt sich natürlich gleichzeitig mit der Einstellung auf unendliche Entfernung ausführen.

2) G. Kirchhoff, Untersuchungen über das Sonnenspectrum und die Spectren der chemischen Elemente. Abh. Berl. Akad. 1861. p. 63—95.

vor dem Collimatorrohre, so kann man bald die eine, bald die andere Hälfte des Lichtbündels abblenden und sich so überzeugen, ob beide gleichmässig ausgenutzt werden.[1])

Man führt nun die Prüfung aus, indem man das Prisma nach der entgegengesetzten Seite kehrt. Die Stellung wird auch hier die richtige sein müssen, wenn sie das erste Mal richtig gewählt war.

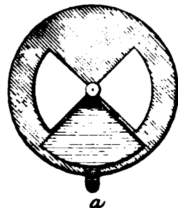


Fig. 99.

Ist so der Platz des Prismas ermittelt, so stellt man mit Hülfe des Gauss'schen Oculares erst die eine und dann die andere Prismenfläche senkrecht zur Fernrohraxe. Man beginnt mit der Fläche, welche senkrecht zur Verbindungslinie zweier Schrauben des Prismentisches steht, und lässt dann weiterhin diese beiden Schrauben unberührt.

Ist die Aufstellung gut, so muss man das Spectrum durch einen schwarzen Strich (das Bild des Querfadens) in zwei Hälften getheilt sehen, die im Mittelpunkte des Fadenkreuzes an einander grenzen, und zwar muss dies unabhängig von der Stellung von Prisma und Fernrohr stattfinden.

Man erhält dadurch zugleich eine Probe dafür, ob die Axen von Collimator und Fernrohr richtig justirt waren. Da nur die im Hauptschnitt des Prismas einfallenden Strahlen in demselben verbleiben, so kann man aus der Abweichung leicht die Correction erkennen, die anzubringen ist.

337. Den Spalt stellt man parallel der brechenden Kante, indem man sich nach der grössten Schärfe der Linien richtet. Will man die Einstellung unabhängig vom Prisma ausführen, so betrachtet man das directe und das am Planglas reflectirte Bild im Fernrohr. Beide müssen parallel sein, was man prüft, indem man einen Faden des Fadenkreuzes auf das directe Bild einstellt und dann zum reflectirten hinführt. Den halben Winkel des Fadens mit dem reflectirten Bilde bringt man am Spalte als Correctur an.

In gleicher Weise kann man dann auch das Fadenkreuz in einer bestimmten Richtung orientiren; doch wird dergleichen in der Praxis wohl kaum gebraucht.

Die in § 332 zuletzt genannte Forderung ist durch die Justirung von selbst erfüllt und somit alles zur Messung des Brechungsexponenten bereit

338. Nunmehr trennen sich die Wege, je nachdem man beobachtet. Die zahlreichen Vorrichtungen, die das Auge ersetzen und zur Aufnahme des Spectrums, Intensitätsmessung und Beobachtung dienen, erfordern alle eine specielle Justirung mit Berücksichtigung ihrer Eigenthümlichkeiten. Dazu kommen dann noch die Apparate, welche namentlich in den Randbezirken des

1) Die gleiche Einrichtung wird, auf das Fernrohr aufgesetzt, vortheilhaft zur Prüfung der Einstellung desselben benutzt. Fällt nämlich der Brennpunkt des abbildenden Lichtkegels nicht genau in die Bildebene des Oculars, so nimmt die Breite des Bildes ab, wenn man rechts oder links abblendet; es resultirt eine scheinbare Bewegung der Linie, für welche das Auge sehr empfindlich ist. — Nach privater Mittheilung von Dr. A. Pflüger, Bonn, der die Vorrichtung seit längerer Zeit bei seinen Messungen verwendet.

bekannten Spectrums dazu dienen müssen, dasselbe in Wellenlängen auszuwerthen und so dem Brechungsexponenten eine einfache Bedeutung zu geben. Auch sie erfordern nun eine besondere Aufstellung. Wir verweisen hierfür auf den Abschnitt über Wellenlängenbestimmung, in deren Dienst die gedachten Apparate vorzugsweise stehen.

Die Bestimmung von n selbst beruht am Ende auf einer der Formeln des § 255. Unter ihnen ist die der Minimalablenkung diejenige, welche die meisten Vortheile bietet und auch wohl am häufigsten benutzt worden ist. Schon Newton[1]) hat dies hervorgehoben, während merkwürdiger Weise Euler[2]) anderer Ansicht war.

Gleichung (7, p. 256) giebt

$$n = \frac{\sin\frac{D+\alpha}{2}}{\sin\frac{\alpha}{2}}.$$

Es müssen somit zwei Grössen gemessen werden, der Prismenwinkel α und die Ablenkung D.

Zum erstgenannten Zwecke dienen zwei Methoden. Entweder misst man den Ergänzungswinkel von α zu 360°, indem man das Fernrohr mit Hülfe des Gauss'schen Oculares erst senkrecht zu der einen und dann senkrecht zu der anderen Prismenfläche stellt.

Oder man kehrt die brechende Kante nach dem Spalt hin und misst den Winkel zwischen den beiden an den Prismenflächen reflectirten Spaltbildern. Der Unterschied der Ablesungen am Kreise ist das doppelte des gesuchten Winkels.

Bei diesem Verfahren ist jedoch besondere Vorsicht nöthig, um sich vor Fehlern zu hüten, die von mangelhafter Justirung des Collimators herrühren können, und man sollte, wenn möglich, immer die erste Methode benutzen.

Bezüglich der Winkelablesungen und einer eventuellen Anwendung des Repetitionsverfahrens[3]) gelten die gewöhnlichen Regeln. Es muss jedoch schon bei der Construction des Fernrohres darauf Rücksicht genommen sein, dass Winkelauflösungsvermögen und Vergrösserung der Genauigkeit des Theilkreises und der Beobachtungsmethode angepasst sind. Liest man z. B. einzelne Secunden ab, so muss auch das Fernrohr einzelne Secunden auflösen, und beobachtet man mit dem Auge, so muss mindestens 60 fache Vergrösserung herge-

1) S. Newton, Lectiones opticae, in schol. publ. Cantabrigiensium ex cathedra Lucasiana hab. London 1729, Artikel 31, hebt auch hervor, dass ein Fehler in der Einstellung hier am wenigsten ausmache.

2) L. Euler, Réflexions sur la manière d'examiner la refraction du verre par le moyen des prismes. Hist. de l'acad. roy. 1766. Berlin 1768. p. 202—214. Er glaubt, die streifende Incidenz vorziehen zu müssen, wie auch späterhin noch wiederholt behauptet wurde.

3) Hierzu: Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik, herausgegeben von L. Pfaundler und O. Lummer. Bd. II, 1. 9. Aufl. Braunschweig 1897. p. 233; ferner V. v. Lang, Wien. Ber. **76**, II. p. 796 (1877), Horizontal-Goniometer. Phil. Mag. (5) **7**. p. 136—138 (1879).

stellt werden können, damit man die Secunden noch am Fadenkreuze sehen und einstellen kann.[1])

339. Die zweite Grösse, die man zur Bestimmung von n braucht, ist die Minimalablenkung D. Man kann sie auf doppelte Weise messen: entweder misst man die Winkeldifferenz zwischen dem directen Bilde und der gewünschten in der Minimalablenkung befindlichen Linie, oder man beobachtet auf beiden Seiten des Spaltes, die halbe Differenz der Ablesungen liefert D.

Die Einstellung auf die geringste Ablenkung gestaltet sich naturgemäss verschieden nach der Art, wie man beobachtet. Benutzt man consecutive Coincidenzen, stellt man also mit dem Auge fluorescirenden Ocular oder Bolometer u. s. w. ein, so ist es das Einfachste, den Umkehrpunkt des Bildes aufzusuchen und das Fadenkreuz damit zur Deckung zu bringen. Die Art der Einstellung des Fernrohres variirt nun wieder nach den benutzten Signalen, den Beobachtungsapparaten und der Natur des Spectrums, soll jedoch bei jeder Linie eines Spectrums die gleiche sein.[2])

340. Wendet man simultane Coincidenzen an, photographirt man also z. B. einen bestimmten Spectralbezirk, so kann man nach Cornu[3]) folgendermaassen verfahren.

Man beginnt damit, eine Tabelle zu berechnen, welche von Grad zu Grad etwa für eine bestimmte Stellung des Fernrohres die zugehörige des Prismas angiebt. Dazu stellt man zunächst eine sichtbare Linie wiederholt möglichst genau in das Minimum der Ablenkung und liest die Stellung ab.[4]) Eine Annäherung bis auf $^1/_{10}{}^0$ reicht hierbei schon aus, wenn man sonst $1''$ abliest. Ebenso verfährt man auf der anderen Seite des Spaltes. Da sich nun das Prisma stets um die Hälfte des Winkels dreht, um den man das Fernrohr von seinem Platz bewegt, so genügen die beiden Minimumbestimmungen, um a priori jede Stelle des Spectrums in das Minimum der Ablenkung zu bringen.

Hat man sich eine Tabelle angefertigt, in welcher die Minimumstellungen des Prismas und Fernrohres zusammen mit den betreffenden Auszügen des Fernrohres und des Collimators stehen, so photographirt man erst rechts, dann links, indem man jedesmal eine Hälfte der Platte abblendet und erhält auf diese Weise ein Bild, in welchem das gleiche Stück des Spectrums zweimal in entgegengesetzter Lage zu sehen ist. Die Mitte zwischen je zwei correspondirenden Linen bezeichnet den Nullpunkt der Platte, d. h. den Punkt, auf welchen sich die Ablesungen für D beziehen.

Durch die Ausmessung der Platte bekommt man sodann die Ablenkungen

1) Müller-Pouillet, l. c. p. 230.

2) Ueber die Einstellung des Bolometerstreifens z. B. F. Paschen. Ueber die Dispersion des Fluorits im Ultraroth. Wied. Ann. **53**. p. 317—318 (1894). Einstellung einer Differentialthermosäule in einem Prismenspectrum mit Interferenzstreifen: E. Carvallo, Spectres calorifiques. Ann. chim. et phys. (7) **4**. p. 5—79 (1895).

3) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

4) Der Prismentisch muss hierzu ebenfalls mit einer Theilung versehen sein.

der einzelnen Linien in Einheiten einer willkürlichen linearen Scala, welche zu dem noch von der Brennweite des Fernrohrobjectives für die betreffende Farbe abhängt. Diese letztere entnimmt man aus der Tabelle der Fernrohrauszüge und hat damit alle Daten beisammen.

Genauere Anleitung zur Berechnung von n findet man bei Cornu[1]), der ausserdem ein abgekürztes Rechenverfahren anwendet, wenn der Prismenwinkel nahezu gleich 60°. Eine ausführliche Tabelle erhöht noch die Bequemlichkeit.

Misst man über einen grösseren Spectralbezirk, so nimmt man endlich die Photographieen so, dass je zwei aufeinander folgende einen gemeinsamen scharfen Bezirk haben.

341. Um die gemessenen Brechungsexponenten auf Wellenlängen beziehen zu können, muss man bereits das Prismenspectrum calibrirt haben.

Fehlen die hierzu nöthigen bekannten Linien, wie es lange Zeit im Ultraroth der Fall war, heute noch im äussersten Ultraviolett zutrifft, so verflicht sich das Verfahren zur Messung von n mit dem zur Messung von Wellenlängen.

Es sind hier im Wesentlichen zwei Hauptwege eingeschlagen worden.

Bei Benutzung des ersten erzeugt man sich künstliche Linien von bekannter Wellenlänge im Spectrum, indem man das Licht durch einen Polarisationsapparat und eine passend geschnittene Krystallplatte gehen lässt, bevor es das Prisma trifft, oder indem man durch die Interferenz bei der Luftschicht zwischen parallelen Platten das Spectrum cannelirt.

Bei Benutzung des zweiten Weges dient ein Gitter dazu, entweder Strahlen bekannter Wellenlänge zu liefern, deren Brechungsexponent man misst, oder dazu, nachträglich die Wellenlänge des Lichtes zu messen, dessen Brechungsexponent man bestimmt hat.

342. Es liegt auf der Hand, dass bei diesen mannigfaltigen Beobachtungs- und Messungsmethoden auch die Fehlerquellen[2]) variiren.

Man kann jedoch gewisse gemeinsame Categorieen derselben unterscheiden.[3])

1. Ungenaue Einstellung des Collimatorrohres.
2. Einfluss der Prismenfehler.
3. Einfluss von Fehlern in der Bestimmung von D und α.
4. Ungenaue Einstellung in das Minimum der Ablenkung.
5. Einfluss der Linienkrümmung.
6. Temperaturschwankungen.

Die ungenaue Einstellung des Collimatorrohres äussert sich zunächst in einer Bildverschlechterung und Herabsetzung des Auflösungsvermögens, welche

---

1) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880), bes. 94—98.

2) Man vergl. Kap. VI.

3) Hierzu auch A. und E. Weiss, Untersuchungen über den Zusammenhang in den Aenderungen der Dichten und der Brechungsexponenten in Gemengen von Flüssigkeiten. Wien. Ber. **33**. p. 589—656 (1858); ferner J. L. Hoorweg, Ueber den Gang der Lichtstrahlen durch ein Spectroscop. Pogg. Ann. **154**. p. 423—444 (1874).

Rayleigh [1]) genauer berechnet. Sodann kann sie die Messung des Winkels α trüben, wenn man denselben mit Hülfe der an den beiden Seitenflächen reflectirten Spaltbilder misst.

Berechnungen der Grösse der hierfür anzusetzenden Correction findet man bei Cornu [2]) und Carvallo [3]). Letzterer stellt das Prisma centrirt auf dem Tische auf, weil er alle drei Seitenflächen benutzt. In diesem Falle ist auch an der Ablenkung D eine Correction anzubringen, die sich in einfachster Weise aus dem Einstellungsfehler des Collimators ergiebt.

343. Hierbei ist vorausgesetzt, die Prismenflächen seien völlig eben. Dies ist jedoch nur angenähert der Fall. Die brechenden Flächen sind meist schwach convex, am Rande stärker und um so mehr, je weicher das Material und je kleiner die Prismen sind, so dass man nach Cornu die Bilder wesentlich verbessert, wenn man die Randbezirke der Prismen in symmetrischer Weise abblendet.

Der Einfluss einer Krümmung der Prismenflächen, sowie von Unvollkommenheiten des Schliffes ist für verschiedene Einfallswinkel zuerst von Rayleigh (l. c.) berechnet worden. Er findet, dass der Effect der Prismenfehler mit den Einfallswinkeln wächst und dass die aus der Krümmung der Prismenflächen resultirende Aberration durch keine Neueinstellung des Fernrohres gehoben werden kann, selbst dann nicht, wenn die Krümmungen der Flächen gleich und entgegengesetzt sind. Es ist daher eine Bildverschlechterung unvermeidlich.

Gleichzeitig untersuchte Cornu [2]) den Einfluss der Krümmung der brechenden Flächen auf spectrometrische Messungen von einem anderen Standpunkte. Er fand, dass die Einstellung der beiden Rohre für das directe, reflectirte und gebrochene Bild verschieden sei. Die Brennpunktsverschiebungen des reflectirten und des gebrochenen Lichtes sind durch eine einfache Gleichung verbunden, in der nur der brechende Winkel und die Ablenkung vorkommen. [4])

Der brechende Winkel sowie die Ablenkung des Strahles ändern sich von Punkt zu Punkt der gekrümmten Prismenflächen. Vorausgesetzt, dass man im Minimum der Ablenkung misst und den Winkel als Prismenwinkel bezeichnet, welchen die in den Durchdringungspunkten der optischen Axen mit den Prismenflächen gezogenen Tangentialebenen mit einander bilden, ergeben sich, ebenso wie für den Brechungsexponenten, Correctionen, welche ausser bekannten Grössen noch den Krümmungsradius der Prismenflächen enthalten.

---

1) Lord Rayleigh, Investigations in optics, with special reference to the spectroscope. Phil. Mag. (5) **8.** p. 261—274, 403—411, 477—486 (1879); (5) **9.** p. 40—55 (1880). Encycl. Brit. Art. Wave theory.

2) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **9.** p. 21—106 (1880).

3) E. Carvallo, Mémoire sur l'optique. Influence du terme de dispersion de Briot sur les lois de la double réfraction. Ann. éc. norm. (3) **7.** Suppl. (1890). 126 pp.

4) Unter der Voraussetzung, die Krümmungsradien seien nahezu gleich gross.

Dieser muss dann durch ein besonderes Verfahren unter Benutzung der Einstellungsänderung des Fernrohres ermittelt werden.

Die Correction für die Krümmung der Prismenflächen combinirt sich mit derjenigen für ungenaue Einstellung des Collimatorrohres.

Für einen Krümmungsradius von etwa 100 m ergab sich z. B. bei Cornu eine Correction des Brechungsindex der D-Linien von 23 Einheiten der 6. Decimale. Die Correction des Prismenwinkels macht allein 113 Einheiten derselben Ordnung aus.

Bei der Grösse dieser Correction legte sich Cornu die Frage vor, ob man nicht durch passende Wahl des Prismenwinkels den Flächeneinfluss beseitigen könne.

Er findet, dass dies möglich sei, vorausgesetzt, dass die Krümmungen gering und nahezu gleich, und zwar müsse die Cotangente des halben Prismenwinkels gleich dem Brechungsindex sein.[1])

Zur gleichen Zeit wie Rayleigh und Cornu hat sich ferner W. Voigt[2]) mit dem Einfluss der Prismenkrümmung beschäftigt. Er wurde hierzu veranlasst durch einen Aufsatz von Calderon, in welchem dieser eine Abhängigkeit des Brechungsindex von der Richtung der Lichtbewegung im Krystall zu finden glaubte.

Voigt zeigt gleichfalls, dass sowohl die Messung des Prismenwinkels wie die der Ablenkung durch die Krümmung der Prismenflächen gefälscht werden kann, und giebt die Formeln dafür. Man findet bei ihm auch den Fall erörtert, wo n für verschiedene Einfallswinkel gemessen wird.[3])

Endlich hat Carvallo[4]) den gleichen Gegenstand untersucht; er findet auf einem ähnlichen Wege wie Cornu, jedoch unter Voraussetzung der bereits angegebenen Prismenstellung, Formeln, welche mit denen von Cornu in Uebereinstimmung sind, jedoch den Krümmungsradius nicht mehr enthalten, Sodann wird untersucht, wie sich die einzelnen Fehler eventuell compensiren können. Hierzu wird u. a. auch eine Verschiebung des Prismas auf seinem Tische aus der centrirten Stellung heraus benutzt.

344. Wesentlich bequemer als der Einfluss einer Krümmung der Prismenflächen lässt sich die Ungenauigkeit in der Messung von n berechnen, welche durch Fehler von α und D hervorgerufen wird.

---

1) Man findet bei Cornu ferner den Zusammenhang mit dem brechenden Winkel, bei welchem das an der ersten Prismenfläche reflectirte Licht völlig polarisirt ist. Der obige Satz gilt nicht, wenn man den brechenden Winkel mit dem Gauss'schen Ocular misst.

2) W. Voigt, Ueber den Einfluss einer Krümmung der Prismenflächen auf die Messungen von Brechungsindices und über die Beobachtungen des Herrn Calderon an der Zinkblende Zs. Kryst. **5**. p. 113—130 (1880).

3) Misst man z. B. an einem Prisma, dessen Flächen einen Krümmungsradius von 3,7 m haben, den Prismenwinkel an zwei Stellen, die nur um 1 mm von einander abstehen, so kommt eine Differenz von 100''.

4) E. Carvallo, Mémoire sur l'optique ect. Ann. éc. norm. (3) **7**. Suppl. (1880). 126 pp., ferner J. Macé de Lépinay, Indices du quartz dans le spectre visible. J. phys. (2) **6**. p. 190—196 (1887), dazu Carvallo, l. c. p. 84—85.

Man hat nämlich, wenn man die Fehler, die von α und D herrühren, mit den Indices 1 und 2 bezeichnet [1])

$$\partial n = \partial n_1 + \partial n_2$$

$$\partial n_1 = \partial_1 \left(\frac{\sin \frac{\alpha + D}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}} \right) = - \frac{\partial \alpha}{2} \frac{\sin \frac{D}{2}}{\sin^2 \frac{\alpha}{2}}$$

$$\partial n_2 = \frac{\partial D}{2} \frac{\cos \frac{\alpha + D}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}$$

$$\partial n = \frac{\partial D}{2} \frac{\cos \frac{\alpha + D}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}} - \frac{\partial \alpha}{2} \frac{\sin \frac{D}{2}}{\sin^2 \frac{\alpha}{2}},$$

wobei auf das Vorzeichen von D zu achten ist.

345. Weiter kommt als Fehlerquelle die ungenaue Einstellung auf das Minimum der Ablenkung in Betracht. Cornu [2]) berechnet den Einfluss eines Stellungsfehlers, den man offenbar durch die halbe Differenz des Einfalls- und Austrittswinkel $\frac{e_1 - e_2}{2}$ messen kann, und findet angenähert

$$\partial D = \frac{2 (n^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha}{2}}{\sin (\alpha + D)} \operatorname{tg}^2 \frac{e_1 - e_2}{2}$$

Auf etwas anderem Wege gelangt Wadsworth [3]) zu der Formel

$$\partial D = \operatorname{arc} \sin \varepsilon^2 f(\alpha, n),$$

wenn ε die Differenz $e_1 - e_2$ bedeutet und klein ist. Die Function $f(\alpha, n)$ hat für jedes gegebene Prisma einen constanten Werth und wird z. B. für $\alpha = 60^0$

$$f(\alpha, n) = \frac{2}{n} \frac{(n^2 - 1 + \cos e_1)}{n \cos e_1}.$$

Dies liefert für

$n = 1{,}5$	$f(\alpha_1\ n) = 0{,}395$
$n = 1{,}6$	$f(\alpha_1\ n) = 0{,}667$
$n = 1{,}7$	$f(\alpha_1\ n) = 1{,}015$
$n = 1{,}8$	$f(\alpha_1\ n) = 1{,}525$

Die folgende Tabelle giebt dann die Werthe von ∂D, die zu bestimmten Werthen von ε gehören

1) W. Voigt, Ueber den Einfluss einer Krümmung etc. Zs. Kryst. **5**. p. 113—130 (1880).

2) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

3) J. L. O. Wadsworth, The modern spectroscope XIII, a new multiple transmission prism of great resolving power. Astroph. J. **3**. p. 264—282 (1895).

ε	ε²	∂D			
		n = 1,5	n = 1,6	n = 1,6	n = 1,8
5′	0,00000211	0″ 17	0″ 3	0″ 45	0″ 67
10′	0,00000846	0″ 70	1″ 2	1″ 8	2″ 7
15′	0,0000190	1″ 57	2″ 6	4″ 0	6″ 0
30′	0,0000761	6″ 26	10″ 5	16″ 0	24″ 0
45′	0,0001713	14″ 1	23″ 6	36″ 0	54″ 0
60′	0,0093045	25″ 0	42″ 0	1′ 4″	1′ 36″
1° 30′	0,0007854	55″ 0	1′ 35″	2′ 24″	
2° 0′	0,001218	1′ 40″	2′ 48″		

Will man also bis auf 10″ messen und beträgt der Brechungsindex für die betreffende Farbe 1,6, so darf die Abweichung des Prismas von der Minimumstellung 30′ betragen, d. h. man kann mit dem Fernrohr innerhalb des doppelten Bereiches, also durch einen ganzen Grad messen, ohne das Prisma neu einzustellen.

346. Die Krümmung der Spectrallinien macht für Ocularbeobachtungen oder Messungen an Photographieen wenig aus, da man immer leicht auf denselben Punkt der Linie einstellen kann. Anders ist dies jedoch mit dem Bolometer oder der Thermosäule. Infolge der endlichen Breite des Bolometerstreifens erfolgt eine scheinbare Verschiebung des Intensitätsmaximums im Sinne der Krümmung. Bezeichnet man den Abstand des Scheitelpunktes einer Linie von ihrer Sehne mit f, so findet Carvallo[1]) die Correctur $-\frac{f}{3}$.

347. Beinahe die wichtigste Fehlerquelle bei prismatischen Messungen ist der Temperaturwechsel, der oftmals schon durch die unvermeidliche Bestrahlung des Prismas hervorgerufen sein kann. Er äussert sich in einer Variation der Brechungsexponenten sowohl wie der Dispersion, so dass die Linien ihren Platz und ihre gegenseitigen Abstände ändern.

Dann kann sich, wenn man Krystallprismen benutzt, auch die Prismengestalt mit der Temperatur verändern, indem die brechenden Winkel andere werden.

Obwohl der Einfluss der Temperatur auf die Brechungsexponenten schon seit langem bekannt ist, hatte er doch nicht die gebührende Beachtung bei spectrometrischen Untersuchungen gefunden. Hierauf lenkte zuerst Blaserna[2]) die Aufmerksamkeit, der das Verhalten von Prismen aus Glas und aus Schwefelkohlenstoff prüfte und zu finden glaubte, dass eine Temperaturdifferenz von 4° genügte, um die eine D-Linie an den Ort der anderen zu führen.

Merkwürdiger Weise irrte sich, wie Krüss bemerkte, Blaserna dabei im Sinne der Bewegung der Linien.

Genauer verfolgte G. Krüss[3]) die Ortsveränderung der Linien. Er maass

1) E. Carvallo, Spectres calorifiques. Ann. chim. phys (7) **4.** p. 5—79 (1895).

2) J. Blaserna, Verschiebung der Spectrallinien unter Wirkung der Temperatur des Prismas. Pogg. Ann. **143.** p. 655—656 (1871).

3) J. Krüss, Ueber den Einfluss der Temperatur auf spectralanalytische Beobachtungen und Messungen. Ber. chem. Ges. **17.** p. 2732—2739 (1884), ferner G. u. H. Krüss, Kolorimetrie. Leipzig 1891, letzter Abschnitt.

die Lage der Fraunhoferschen Linien C, D_1, D_2, E, b und F bei einem Glas- und einem Quarzprisma von 60°, sowie bei einem 3theiligen Rutherford-Prisma in dem Temperaturintervall von 15°—30° und fand sehr beträchtliche Verschiebungen; 5° genügten bei ihm, um D_1 an den Platz von D_2 zu bringen.

Bei Flüssigkeiten äussert sich die Variation der Brechungsexponenten ausserdem dadurch, dass die Linien verwaschen und ungleichmässig werden.[1])

Kennt man die Abhängigkeit des Brechungsexponenten — und es sind namentlich in neuerer Zeit zahlreiche und genaue Messungen angestellt worden[2]) — so kann man für ein einzelnes Prisma die zu einer bestimmten Temperaturveränderung gehörige Linienwanderung berechnen.

Gilt es jedoch erst die Brechungsexponenten zu messen, so fällt jene Correctur aus und sie wird zu complicirt, so bald man zusammengesetzte Prismen anwendet. In diesem Falle kann man sich dadurch helfen, dass man empirisch eine Correctionstabelle für die Aenderungen der Temperatur anlegt.[3])

Das beste Mittel ist jedoch die Benutzung eines Vergleichsspectrums, dessen Linien an allen Aenderungen des zu messenden Spectrums gleichmässig theilnehmen.

Was die zweite oben erwähnte Correctur anlangt, die die Gestalt des Prismas betrifft, so muss man die Berechnung von Substanz zu Substanz ausführen, je nach den krystallographischen Daten. Ein Beispiel findet man u. a. bei Carvallo. Bei dem von ihm benutzten Kalkspathprisma betrug die Aenderung des brechenden Winkels für 16° Temperaturdifferenz — 0.96′, was für einen Brechungsexponent n = 1,66 eine Correction

$$\partial n = 0,000\,245$$

ausmachte.

348. Ausser den vorstehend behandelten Correctionen, welche dem Prismensysteme als solchem zuzuschreiben sind, sind nun weitere Correctionen anzubringen, welche von der Art des beobachtenden Apparates und der Natur der Messung abhängen. Sie sind besonders zahlreich bei den Messungen im Ultraroth mit Hülfe des Bolometers und der Thermosäule und man findet sie in Kap. VI bei der Besprechung dieser Apparate.

Endlich müssen wir noch der Störungen gedenken, welche in dem spectralen Bilde durch die Reflexionen an den Objectiven und durch die inneren Reflexionen des Lichtes in dem brechenden Prisma verursacht werden. Die letzteren liefern gefärbte und ungefärbte Spaltbilder, welche für verschiedene Prismen von

---

1) Lord Rayleigh, Investigations in optics, ect. Phil. Mag. (5) **9**. p. 54 (1880), fand Schwefelkohlenstoffprismen schon für Differenzen von $^1/_{100}$° empfindlich, man vergl. § 382.

2) Bei Gelegenheit des Prismenmateriales folgt noch genaueres.

3) Man sehe B. Hasselberg, Untersuchungen über das zweite Spectrum des Wasserstoffs. Mém. de St. Péterb. (7) **31**. Nr. 14. 2. Abh. (1883). — B. Hasselberg, Ueber die Verwendung von Schwefelkohlenstoffprismen zu spectroscopischen Beobachtungen von hoher Präcision. Wied. Ann. **27**. p. 415—435 (1886).

E. Reusch verfolgt worden sind.[1]) Um sie möglichst zu vermeiden, wird die Basisfläche des Prismas matt geschliffen oder geschwärzt. Cornu[2]) empfiehlt, die Basisfläche nicht parallel zur brechenden Kante zu legen, sondern gegen diese zu neigen, um so alles reflectirte Licht nach oben, resp. nach unten abzulenken.

In den meisten Fällen wird man es vorziehen, die Basisfläche zu schwärzen, da sie, wenn mattirt und beleuchtet, ein Spiegelbild giebt, welches die Reinheit des Spectrums trübt und in der Cornu'schen Anordnung andere Unbequemlichkeiten mit sich bringt.

Die Reflexbilder machen sich ebenso wie die Reflexe an den Objectiven, namentlich bei Intensitätsmessungen und bei photographischen Aufnahmen störend bemerkbar, wo sie eine allgemeine Schwärzung des Bildes hervorrufen.[3])

Hierzu kommt noch die Wirkung der inneren Diffusion des Lichtes in der Glasmasse, die, wenn auch sehr gering, in lichtschwachen Spectralregionen hinderlich werden kann[4]). Schumann empfiehlt, zu ihrer Verminderung den Spalt zu verkürzen.

349. Wir gehen nunmehr zu den Prismenconstructionen im engeren Sinne über und können dabei unterscheiden zwischen der Wahl des Materials und der Form der Construction an sich.

Für spectroscopische Zwecke kommen als wesentlichste Eigenschaften einer Prismensubstanz in Betracht:

1. die Dispersion
2. die Absorption
3. die Veränderung mit der Temperatur.

Ausführliche Zahlen und Literaturangaben findet man in den Tabellenwerken von Landolt-Börnstein[5]) und Dufet.[6]) [7])

Wir lassen hier eine Uebersicht der im folgenden benutzten Arbeiten folgen:

---

1) E. Reusch, Ueber die Brechung des Lichtes in Prismen mit Rücksicht auf mehrere innere Reflexionen. Pogg. Ann. **93**. p. 115—129 (1854).

2) A. Cornu, Nouvelle méthode de taille de prismes de réfraction. Arch. sc. phys. et nat. (4) **4**. p. 391—392 (1897).

3) H. v. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik. 1. Aufl. Leipzig 1867 bei Voss. p. 263—264. — J. B. Listing, Ueber das Reflexionsprisma. Pogg. Ann. **145**. p. 25—67 (1872). — Bahnson, Die Spiegelung in Glasprismen. Progr. der Realschule des Johanneums. Hamburg 1862.

4) H. v. Helmholtz, l. c. p. 264, ferner V. Schumann, Photographie der Lichtstrahlen kleinster Wellenlänge. Wien. Ber. **102**. p. 449 (1893).

5) Physikalisch-chemische Tabellen, herausgegeben von H. Landolt und R. Börnstein, 2. Aufl. Berlin 1894 bei Springer, citirt als Landolt-Börnstein.

6) Recueil de données numériques publiée par la société française de physique. — Optique par H. Dufet, (I), Longueurs d'onde. — Indice des gaz et des liquides. Paris bei Gauthiers-Villars et fils (1898). 415 pp. Dieses Werk wird im folgenden einfach als „Dufet" citirt.

7) Die auf die Literaturübersicht des § 349 bezüglichen Zahlen sind durch eckige Klammern gekennzeichnet.

Literatur.

[1] E. Abbe, Ueber die Verwendung des Fluorits für optische Zwecke. Zs. Instr. **10**. p. 1—6 (1890).

[2] W. de W. Abney und E. R. Festing, On the influence of the atomic grouping in the molekules of organic bodies on their absorption in the infra-red region of the spectrum. Phil. Trans. **172**, II. p. 887—918 (1881).

[3] M. Abramczyk, Ueber die Wärmeemission des Steinsalzes. Wied. Ann. **64**. p. 625—654 (1898).

[4] R. Ångström, Résumé préliminaire d'une recherche expérimentale sur l'absorption de la chaleur rayonnante par les gaz atmosphériques. Öfv. Vet. Ak. Förh. **46**. p. 203—207 (1889).

[5] R. Ångström, Étude des spectres infrarouges de l'acide carbonique et de l'oxide de carbon. Öfv. Ak. Förh. **46**. p. 549—557 (1889).

[6] R. Ångström, Étude de la distribution spectrale de l'absorption dans le spectre infra-rouge. Öfv. Vet. Ak. Förh. **47**. p. 331—352 (1890).

[7] R. Ångström, Beiträge zur Kenntniss der Absorption der Wärmestrahlen durch verschiedene Bestandtheile der Atmosphäre. Wied. Ann. **39**. p. 267—293 (1890).

[8] R. Ångström, Einige Bemerkungen anlässlich der bolometrischen Arbeiten von Fr. Paschen. Wied. Ann. **52**. p. 509—514 (1892).

[9] R. Ångström, Untersuchungen über die spectrale Vertheilung der Absorption im ultrarothen Spectrum. Physical. Revue **1**. p. 597—623 (1892).

[10] Arago, Mémoires scientifiques. Tome II. p. 711. Paris 1859.

[11] Aymonnet, Sur les radiations calorifiques comprises dans la partie lumineuse du spectre. C. R. **119**. p. 50—52, 151—154 (1894).

[12] Baden-Powell, Phil. Mag. (4) **3**. p. 536 u. f. (1852).

[13] Baden-Powell, Pogg. Ann. **69**. p. 110 u. f. (1846).

[14] J. Baille, Recherches sur les variations de la dispersion des liquides sous l'influence de la chaleur. C. R. **64**. p. 1029—1032 (1867).

[15] J. Baille, Dissert. Paris (1867).

[16] G. J. Barker, On the use of carbon bisulphide in prisme, being an account of experiments made by the late Dr. Henry Draper of New York Amer. J. (3) **29**. p. 269—277 (1885).

[17] E. Becquerel, Sur l'observation de la partie infra-rouge du spectre solaire au moyen des effets de phosphorescence. C. R. **83**. p. 249—255 (1876).

[18] R. Benoît, Comparaisons de règles métriques et mésures de dilatation. J. de phys. (2) **8**. p. 451—472 (1889).

[19] S. R. Benoît, Nouvelles études et mésures de dilatation par la méthode de Fizeau. Trav. et mém. du bur. des poids et més. **6**. p. 103 (1888).

[20] V. Berghoff, Bestimmung des Brechungsexponenten von Schwefel und Phosphorlösungen in Schwefelkohlenstoff nach der Prismenmethode mit Fernrohr und Scala. Diss. Marburg 1893.

[21] Bessel, Tabulae regiomontanae p. 60 (1830).

[22] J. B. Biot et Arago, Mémoire sur les affinités, des corps pour la lumière et particulièrement sur les forces réfrigentes des différents gaz. Mém. de l'Inst. **7**. p. 301—385 (1806).

[23] G. A. Borel, Recherches sur la réfraction et la dispersion des radiations ultraviolettes dans quelques substances crystallisées. C. R. **120**. p. 1404—1406 (1895).

[24] J. W. Brühl, Spectrochemie des Stickstoffs. Zt. phys. Chem. **22**. p. 409 (1897).

[25] H. Buff, Ueber die Fähigkeit der Luft und des Wasserstoffgases, die Wärme zu leiten und deren Strahlen durchzulassen. Pogg. Ann. **158**. p. 177—213 (1876).

[26] E. Carvallo, Mémoire sur l'optique: Influence du terme de dispersion de Briot sur les lois de la double réfraction. Ann. éc. norm. (3) **7**. Suppl. p. 3—123 (1890).

[27] E. Carvallo, Spectre calorifique de la fluorine. C. R. **116**. p. 1189—1191 (1893).

[28] E. Carvallo, Sur le spectre calorifique de la fluorine. C. R. **117**. p. 306—307 (1893), ib. p. 845—847.

[29] E. Carvallo, Perfectionnement à la méthode de M. Mouton pour l'étude des spectres calorifiques J. de phys. (3) **2**. p. 27—36 (1893).

[30] E. Carvallo, Spectres calorifiques, Ann. chim. phys. (7) **4**. p. 5—79 (1895).

[31] E. Carvallo, Recherches de précision sur la dispersion infra-rouge du spath d'Islande. C. R. **126**. p. 728—731 (1898).

[32] E. Carvallo, Recherches de précision sur la dispersion infra-rouge du quartz. C. R. **126**. p. 950—953 (1898).

[33] W. Cassie, On the effect of temperature upon the refractive index of certain liquids. Proc. Roy. Soc. **49**. p. 343—345 (1891).

[34] J. Chappius et Ch. Rivière, Sur les indices de réfraction des gaz à des pressions élévées. C. R. **96**. p. 699—701 (1883).

[35] J. Chappius et Ch. Rivière, Sur la réfraction de l'air. C. R. **102**. p. 1461—1462 (1886).

[36] J. Chappuis, Sur la réfraction des gaz comparée à leur compressibilité. Ann. chim. phys. (6) **14**. p. 5—36 (1888).

[37] de Chardonnet, Sur l'absorption des rayons ultraviolets par quelques milieux. C. R. **93**. p. 406—408 (1881). — C. R. **94**. p. 1468—1470 (1882). — C. R. **95** p. 449—451 (1882). — C. R. **96**. p. 441—444, 509 (1883). — J. de phys. (2) **1**. p. 305—312 (1882). — J. de phys. (2) **2**. p. 219—225 (1883).

[38] Sir. J. Conroy, A note on some observations of the loss wich light suffers in passing through glass. Rep. Brit. Ass. 1886. p. 527.

[39] J. Conroy, On the amount of light reflected and transmitted by certain kinds of glass. Phil. Trans. **180**. p. 245—291 (1889). — Proc. Roy. Soc. **45**. p. 201 (1889).

[40] A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **3**. p. 421—434 (1874).

[41] A. Cornu, Étude du spectre solaire ultraviolet. C. R. **86**. p. 101—104 (1878). — J. de phys. **7**. p. 285—295 (1878).

[42] A. Cornu, Détermination des longueurs d'onde des radiations très réfrangibles du magnesium, du cadmium, du zinc et de l'aluminium. J. de phys. **10**. p. 425—431 (1881). — Arch. sc. phys. nat. (3) **2**. p. 119—126 (1879).

[43] A. Cornu, Spectroscope destiné à l'observation des radiations ultra-violettes. J. de phys. **8**. p. 185—193 (1879).

[44] A. Cornu, Sur la limite ultraviolette du spectre solaire. C. R. **88**. p. 1101—1108 (1879).

[45] A. Cornu, Sur l'absorption par l'atmosphère des radiations ultraviolettes. C. R. **88**. p. 1285—1290 (1879).

[46] A. Cornu, Observation de la limite ultraviolette du spectre solaire à diverses altitudes. C. R. **89**. p. 808—814 (1879).

[47] A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultraviolette (II ième partie). Ann. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

[48] A. Cornu, Sur la loi de repartition suivant l'altitude de la substance absorbante dans l'atmosphère les radiations ultraviolettes. C. R. **90**. p. 940—946 (1880).

[49] A. Cornu, Sur l'absorption atmosphérique des radiations ultraviolettes. J. de phys. **10**. p. 5—17 (1881).

[50] A. Cornu, Sur l'observation comparative des raies telluriques et métalliques, comme moyen d'évaluer les pouvoirs absorbants de l'atmosphère. C. R. **95**. p. 801—806 (1882).

[51] A. Cornu, Sur la limite ultraviolette du spectre solaire, d'après des clichés obtenus par M. le Dr. O. Simony au sommet du pic de Ténériffe. C. R. **111**. p. 941—947 (1890).

[52] M. Croullebois, Sur le pouvoir dispersiv des gaz et des vapeurs. C. R. **67**. p. 692—696 (1868). — C. R. **68**. p. 64—67 (1869). — C. R. **68**. p. 778—780 (1869). — Ann. chim. phys. (5) **20**. p. 136—201 (1870).

[53] T. P. Dale a. J. H. Gladstone, On some optical properties of phosphorus. Phil. Mag. (4) **18**. p. 30—33 (1859).

[54] T. P. Dale a. J. H. Gladstone, On the influence of temperature on the refraction of light. Phil. Trans. **148**, II. p. 887—894 (1858).

[55] T. P. Dale a. J. H. Gladstone, Researches on the refraction, dispersion and sensitiviness of liquids. Phil. Trans. **153**. p. 317—343 (1863).

[56] J. Danker, Experimentelle Prüfung der aus den Fresnelschen Gesetzen der Doppelbrechung abgeleiteten Gesetze der Totalreflexion. N. Jahrb. f. Miner. **4**. p. 241—290 (1885).

[57] **Delambre** in Laplace, Mécanique céleste. **4.** p. 237, 246, 272 (1805).

[58] P. Ch. **Desains**, Recherches sur l'absorption de la chaleur obscure. C. R. **65.** p. 406—408 (1867), ferner C. R. **64.** p. 1086—1088 (1867). — C. R. **67.** p. 297—300, 1097—1100 (1868). — C. R. **70.** p. 985—989 (1870). — C. R. **81.** p. 423—425 (1875). — C. R. **84.** p. 285—286 (1877). — C. R. **88.** p. 1047—1048 (1879). — C. R. **89.** p. 189—190 (1879). — C. R. **97.** p. 689—693 (1883). — Pogg. Ann. **134.** p. 472 (1868).

[59] H. **Dufet**, Recherches expérimentales sur la variation des indices de réfraction sous l'influence de la température. J. de phys. (2) **4.** p. 389—419 (1885).

[60] H. **Dufet**, Variations des indices de réfraction du quartz sous l'influence de la température. C. R. **98.** p. 1265—1268 (1884).

[61] H. **Dufet**, Variations de l'indice de réfraction sous l'influence de la chaleur. Assoc. franc. Blois 1884. p. 113—115 (1884)*. — Fortschr. **40.** p. 67—68 (1884).

[62] H. **Dufet**, Bull. soc. min. de France **7.** p. 182, **8.** p. 187, 257 (1885)*.

[63] H. **Dufet**, Mesures comparatives de l'indice de différents quartz. Bull. soc. min. de France **13.** p. 271—276 (1890)*. — Fortschr. **46** (2). p. 175—176 (1890).

[64] H. **Dufet**, Sur les indices de réfraction de spath d'Islande. Bull. soc. min. de France **16.** p. 1—30 (1893)*. — Fortschr. **50.** p. 127—129 (1893).

[65] H. **Dufet**, Bull. soc. min. de France **16.** p. 149—178 (1893)*. — N. Jahrb. Min. 1. p. 18 (1895).

[66] H. **Dufet**, Indices du spath d'Islande. Discussion des résultats. Séances soc. franç. de phys. Nr. 1—2. p. 95—96 (1894)*. — Fortschr. **50.** p. 131 (Titel) 1894.

[67] P. L. **Dulong**, Recherches sur les pouvoirs réfringents des fluides élastiques. Ann. chim. phys. (2) **31.** p. 154 (1826).

[68] **Dussaud**, Dissert. Genf 1892*. — C. R. **113.** p. 291—292 (1893).

[69] J. M. **Eder** und E. **Valenta**, Absorptionsspectren von farblosen und gefärbten Gläsern mit besonderer Berücksichtigung des Ultravioletts. Wien. Denkschr. **61.** p. 285—295 (1894).

[70] E. **Esselbach**, Eine Wellenlängen-Messung im Spectrum jenseits des Violetts. Pogg. Ann. **98.** p. 513—546 (1856).

[71] H. **Fizeau**, Recherches sur les modifications que subit la vitesse de la lumière dans le verre et plusieurs autres corps solides sous l'influence de la chaleur. Ann. chim. phys. (3) **66.** p. 429—482 (1862). — C. R. **54.** p. 1237—1239 (1862).

[72] H. **Fizeau**, Recherches sur la dilatation et la double réfraction du cristal roche échauffé. Ann. chim. phys. (4) **2.** p. 143—185 (1864). — C. R. **53.** p. 923—832 (1864).

[73] H. **Fizeau**, Untersuchungen über die Ausdehnung und Doppelbrechung des erhitzten Bergkrystalls. Pogg. Ann. **123.** p. 515—595 (1864).

[74] A. **Fock**, Ueber die Aenderungen der Brechungsexponenten isomorpher Mischungen mit deren chemischer Zusammensetzung. Zs. Kryst. **4.** p. 583—608 (1880).

[75] J. D. **Forbes**, Researches on heat, third series (read 1838). Edinb. Trans. **14.** Part. I. p. 176—207 (1840).

[76] **Fouqué**, Ann. de l'observ. de Paris **9.** p. 249 f. (1863)*.

[77] R. **Franz**, Ueber die Diathermanität einiger Gasarten und gefärbter Flüssigkeiten. Pogg. Ann. **94.** p. 337—356 (1855).

[78] J. **Fraunhofer**, Bestimmung des Brechungs- und Farbenzerstreuungsvermögens verschiedener Glassorten, in Bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernröhre. Gilbert's Ann. **56.** p. 264—313 (1817). — Denkschr. Münch. Acad. **5.** p. 193—226 (1817).

[79] **Fuss**, Beobachtungen und Untersuchungen über die astronomische Strahlenbrechung in der Nähe des Horizontes. Mém. Acad. Pétersb. **18.** Nr. 3 (1872).

[80] W. **Gibbs**, Miscellaneous optical notices. Amer. J. (2) **50.** p. 45—54 (1870). — Phil. Mag. (4) **40.** p. 229—231 (1870).

[81] W. **Gibbs**, Ueber eine neue optische Constante. Pogg. Ann. **156.** p. 120 (1875).

[82] **Gladstone**, J. chem. Soc. **59.** p. 290—301 (1891).

[83] P. **Groth**, Crystallographisch optische Untersuchungen. Pogg. Ann. **135.** p. 647—667 (1868).

[84] H. **Gyldén**, Ermittelung der Verbesserung der Pulkowaer Refractionen, welche von den Angaben des äusseren Thermometers abhängig sind. Mém. Acad. Pétersb. **10** (1866), **12** (1868).

[85] A. Haagen, Bestimmung der Brechungsexponenten und specifischen Gewichte einiger flüssiger Haloidverbindungen. Pogg. Ann. **131**. p. 117—128 (1867).

[86] H. Haja, Ueber die Absorption der strahlenden Wärme durch Wasserdampf. Pogg. Ann. **160**. p. 31—55 (1877).

[87] Hallock, Ueber die Lichtgeschwindigkeit in verschiedenen Quarzflächen. Wied. Ann. **12**. p. 147—149 (1881).

[88] J. R. Harrison, Experimental researches on the supposed diathermancy of rocksalt. Phil. Mag. (5) **6**. p. 423—428 (1877).

[89] W. N. Hartley a. A. R. Huntington, Researches on the action of organic substances on the ultraviolet rays of the spectrum. Phil. Trans. **170**. p. 257—274 (1879).

[90] W. N. Hartley, Liquid prisms. Nat. **44**. p. 273 (1891).

[91] B. Hasselberg, Projet d'une méthode pour déterminer avec grande exactitude l'indice de réfraction et la dispersion de l'air. Öfv. Vet. Ak. Förh. 1892. p. 441—449*.

[92] B. Hasselberg, Ueber die Anwendung von Schwefelkohlenstoff-Prismen zu spectroscopischen Beobachtungen von hoher Präcision. Wied. Ann. **27**. p. 415—435 (1886).

[93] C. S. Hastings, On the influence of temperature on the optical constants of glass. Amer. J. (3) **15**. p. 269—275 (1878).

[94] C. S. Hastings, On the law of double refraction in Iceland spar. Amer. J. (3) **35**. p. 60—73 (1888).

[95] H. Heine, Ueber die Absorption der Wärme durch Gase und eine darauf beruhende Methode zur Bestimmung des Kohlensäuregehaltes der atmosphärischen Luft. Wied. Ann. **16**. p. 441—481 (1882).

[96] H. v. Helmholtz, Ueber die Zusammensetzung der Spectralfarben. Pogg. Ann. **94**. p. 1—28 (1855).

[97] J. L. Hoorweg, Sur le pouvoir absorbant de l'air humide. J. de phys. **6**. p. 153—154 (1877).

[98] J. L. Hoorweg, Ueber die Diathermansie von feuchter Luft. Pogg. Ann. **155**. p. 385—403 (1875).

[99] J. Hopkinson, Refractive indices of glass. Proc. Roy. Soc. **26**. p. 290—297 (1877).

[100] H. Jahn, Ueber die electromagnetische Drehung der Polarisationsebene in Flüssigkeiten, besonders in Salzlösungen. Wied. Ann. **43**. p. 200—309 (1891).

[101] W. H. Julius, Het warmte spectrum en de Trillingsperioden de Moleculen van eenige Gassen. Diss. Utrecht 1888.

[102] W. H. Julius, Recherches bolométriques dans le spectre infrarouge. Arch. Néerl. **22**. p. 310—382 (1888).

[103] W. H. Julius, Bolometrisch Onderzog van absorptie spectra. Versl. K. Ak. d. Wet. 1 (1) p. 1—49 (1892).

[104] J. Kannonikoff, Untersuchungen über das Lichtbrechungsvermögen chemischer Verbindungen. J. pract. Chemie **31**. p. 321—363. **32**. p. 497—522 (1885). Bull. soc. min. de France **8**. p. 28 (1885)*.

[105] H. Kayser und C. Runge, Die Dispersion der atmosphärischen Luft. Abh. Berl. Akad. 1893, p. 32.

[106] H. Kayser und C. Runge, Die Dispersion der Luft. Wied. Ann. **50**. p. 293—315 (1893).

[107] J. E. Keeler, On the absorption of radiant heat by carbon dioxide. Amer. J. (3) **28**. p. 190—198 (1884).

[108] E. Ketteler, Beobachtungen über die Farbenzerstreuung der Gase. Bonn 1865 bei Henry 90 pp.

[109] E. Ketteler, Ueber die Dispersion des Lichtes in den Gasen. Pogg. Ann. **124**. p. 390—406 (1865). — Berl. Ber. 1864 p. 630—641.

[110] E. Ketteler, Theoretische Optik, gegründet auf das Bessel-Sellmeier'sche Princip. Braunschweig 1885 bei Vieweg p. 459—525.

[111] E. Ketteler, Zur Dispersion des Steinsalzes. Wied. Ann. **31**. p. 322—326 (1887).

[112] E. Ketteler, Experimentaluntersuchung über das Refractionsvermögen der Flüssig-

keiten zwischen sehr entfernten Temperaturgrenzen. Wied. Ann. **35**. p. 662—699 (1888). — **33**. p. 506—534 (1888).

[113] K. H. Knoblauch, Ueber den Durchgang der strahlenden Wärme durch polirtes, mattes und berusstes Steinsalz und über die Diffusion der Wärmestrahlen. Pogg. Ann. **120**. p. 178—286 (1863).

[114] K. H. Knoblauch, Ueber den Durchgang der strahlenden Wärme durch Sylvin. Pogg. Ann. **136**. p. 66—70 (1869).

[115] F. Kohlrausch, Ueber die Ermittelung von Lichtbrechungsverhältnissen durch Totalreflexion. Wied. Ann. **4**, p. 1—33 (1878).

[116] F. Kohlrausch, Ueber Prismenbeobachtungen mit streifend einfallendem Licht und über eine Abänderung der Wollaston'schen Bestimmungen für Lichtbrechungsverhältnisse. Wied. Ann. **16**. p. 603—610 (1882).

[117] N. Lagerborg, Studien über die Veränderung der Brechungsindices und der Dichte des Steinsalzes unter dem Einfluss der Temperatur. Bih. K. Sv. Vet. Ak. Handl. **13**. I 10 (1887)*. — Z. f. Kryst. **15**. p. 432 (1889).

[118] S. Lamansky, Untersuchungen über das Wärmespectrum des Sonnen- und Kalklichtes. Berl. Ber. 1871, p. 632—641. Pogg. Ann. **146**. p. 200—232 (1872).

[119] V. v. Lang, Ueber die Lichtgeschwindigkeit im Quarz. Pogg. Ann. **140**. p. 460 —478 (1870).

[120] V. v. Lang, Ueber die Abhängigkeit der Brechungsquotienten der Luft von der Temperatur. Pogg. Ann. **153**. p. 448—465 (1874).

[121] S. P. Langley, Experimental determinations of wave-length in the invisible prismatic spectrum. Amer. J. (3) **27**. p. 169—188 (1887).

[122] S. P. Langley, Wied. Ann. **22**. p. 598—612 (1883).

[123] S. P. Langley, Optical properties of rock-salt. Amer. J. (3) **30**. p. 477—481 (1885).

[124] S. P. Langley, Phil. Mag. (5) **21**. p. 394—409 (1886).

[125] S. P. Langley, Phil. Mag. (5) **22**. p. 149—173 (1886).

[126] S. P. Langley, Observations on invisible heat-spectra and the recognition of hitherto unmeasured wave-lengths. Amer. J. (3) **31**. p. 1—12 (1886). — ib. (3) **32**. p. 83—106 (1886).

[127] S. P. Langley, Ann. chim. phys. (6) **8**. p. 433—506 (1886).

[128] S. P. Langley, The invisible solar and lunar spectrum. Amer. J. (3) **36**. p. 397 —410 (1888). — Phil. Mag. (5) **26**. p. 505—520 (1888).

[129] S. P. Langley, The temperature of the moon. Amer. J. (3) **38**. p. 422—440 (1889).

[130] E. Lecher und J. Pernter, Ueber die Absorption dunkler Wärmestrahlen in Gasen und Dämpfen. Wied. Ann. **12**. p. 180—201 (1880).

[131] E. Lecher und J. Pernter, Ueber die Absorption der Sonnenstrahlen durch die Kohlensäure unserer Atmosphäre. Wien. Ber. **82**. II, p. 831—863 (1886) — ib. p. 262—302.

[132] J. Macé de Lépinay, Étude de la dispersion de double réfraction du quartz. J. de phys. (2) **4**. p. 159—166 (1885).

[133] J. Macé de Lépinay, Dispersion de double réfraction du quartz. C. R. **101**. p. 874—876 (1885).

[134] J. Macé de Lépinay, Indices du quartz dans le spectre visible. J. de phys. (2) **6**. p. 190 (1887).

[135] J. Macé de Lépinay, Sur la double réfraction du quartz. J. de phys. (3) **1**. p. 23—32 (1892).

[136] G. D. Liveing and J. Dewar, On the dispersion of a solution of mercuric jodide. Cambr. Proc. **3**. (4) p. 257—258 (1879).

[137] G. D. Liveing and J. Dewar, Notes on the absorption of ultra-violet rays by various substances. Proc. Roy. Soc. **35**. p. 71—74 (1883).

[138] L. Lorenz, Experimentale og theoretiske Undersögelser over Legemernes Brydningsförhold 2 Afh. Videns. Seskales Skriften, nat. og math. Afd. (5) **10**. p. 485—518 (1875)*.

[139] L. Lorenz, Ueber die Refractionsconstante. Wied. Ann. **11**. p. 70—103 (1880).

[140] G. Magnus, Ueber die Verbreitung der Wärme in den Gasen. Pogg. Ann. **112**. p. 497—548 (1861).

[141] G. Magnus, Ueber den Durchgang der strahlenden Wärme durch feuchte Luft und über die hygroscopischen Eigenschaften des Steinsalzes. Pogg. Ann. **114**. p. 635—645 (1861).

[142] G. Magnus, Ueber die Diathermansie trockener und feuchter Luft. Pogg. Ann. **118**. p. 575—588 (1863).

[143] G. Magnus, Ueber die Diathermansie des Sylvins. Pogg. Ann. **134**. p. 302—304 (1868).

[144] G. Magnus, Ueber Emission und Absorption der bei niederen Temperaturen ausgestrahlten Wärme. Berl. Ber. (1869) p. 482—483.

[145] G. Magnus, Ueber die Emission und Absorption der bei niederen Temperaturen ausgestrahlten Wärme. Pogg. Ann. **138**. p. 333—334 (1869).

[146] G. Magnus, Ueber die Diathermansie des Sylvins. Ber. chem. Ges. **1**. p. 129—131 (1868). — C. R. **66**. p. 1302 (1868).

[147] G. Magnus, Ueber Emission und Absorption der bei niederen Temperaturen ausgestrahlten Wärme. Pogg. Ann. **139**. p. 431 u. f., p. 582 u. f. (1870).

[148] E. Mallard et H. le Chatelier, Sur la variation qu'éprouvent, avec la température, le biréfrigences du quartz, de la barytine et du disthène. C. R. **110**. p. 399—402 (1890).

[149] E. Mascart, Recherches sur le spectre solaire ultra-violet et sur la détermination des longueurs d'onde. Ann. éc. norm. **1**. p. 219—263 (1864).

[150] E. Mascart, Recherches sur la déterminations des longueurs d'onde. Ann. éc. norm. **4**. p. 7—31 (1866).

[151] E. Mascart, Sur la réfraction des gaz. C. R. **78**. p. 617—621 (1874). — Pogg. Ann. **153**. p. 149—154 (1874).

[152] E. Mascart, Sur la dispersion des gaz. C. R. **78**. p. 679—682 (1877) — ib. p. 801—805.

[153] E. Mascart, Sur la réfraction des gaz. Ann. éc. norm. (2) **6**. p. 9—78 (1877).

[154] E. Mascart, Sur la réfraction des gaz et des vapeurs. C. R. **86**. p. 321—323 (1878).

[155] M. Melloni, Nouvelles recherches sur la transmission immédiate de la chaleur rayonnante par différents corps solides et liquides. Ann. chim. phys. (2) **55**. p. 337—397 (1833).

[156] M. Melloni, Mémoire sur la transmission libre de la chaleur rayonnante par différents corps solides et liquides. Ann. chim. phys. (2) **53**. p. 5—73 (1833).

[157] M. Melloni, Pogg. Ann. **28** p. 371 (1833) Gläser; ib. **35**. p. 295, p. 385, p. 529; ib. **37**. p. 298 (1836); ib. **38**. p. 40 (1836); ib. **43**. p. 26 (1838); ib. **48**. p. 327 (1839); ib. **49**. p. 577 (1840); ib. **51**. p. 85 (1840); ib. **53**. p. 52 (1841); ib. **54**. p. 601 (1841); ib. **62**. p. 21 (1844); ib. **89**. p. 84 (1853); C. R. **36**. p. 709 (1853); C. R. **37**. p. 293, p. 599 (1853); **38**. p. 429 (1853). Ausser Gläsern meist überall auch Steinsalz.

[158] Macédoine Melloni, La thermochrose ou la coloration calorifiqne, démontrée par un grand nombre d'expériences et considérée sous les divers rapports avec la science de la chaleur rayonnante. Ouvrage complémentaire de tous les traités de physique. I. partie. Naples 1850 chez J. Baron, 29 u. 357 ff.

[159] F. P. Mendenhall, Effect of increase of temperature on the index of refraction. Amer. J. (3) **11**. p. 406 (1876).

[160] E. Merritt, Ueber den Dichroïsmus von Kalkspath, Quarz und Turmalin für ultrarothe Strahlen. Wied. Ann. **55**. p. 49—64 (1895).

[161] W. A. Miller, On the photographic transparency of various bodies, and on the photographic effect of metallic and other spectra obtained by means of the electric spark. Phil. Mag. (4) **25**. p. 304—310 (1863). — Phil. Trans. **152**. II, p. 861—887 (1862).

[162] L. Mouton, Sur la détermination des longueurs d'onde calorifiques. C. R. **88**. p. 488 —1192 (1879). — Sur les lois de la dispersion. C. R. **88**. p. 1189—1192 (1879).

[163] L. Mouton, Spectre calorifique normal du soleil et de la lampe à platine incandescent. C. R. **89**. p. 295—298 (1879).

[164] L. Mouton, Sur la mesure des longueurs d'ondulation des radiations infra-rouges. Ann. chim. phys. (5) **18**. p. 145—189 (1878). — J. de phys. **9**. p. 113—117 (1880).

[165] A. Mühlheims, Ueber eine neue Art der Axenwinkelmessung und über die Bestimmung von Brechungsexponenten nach der Methode der Totalreflexion. S. f. Kryst. **14**. p. 202—236 (1888).

[166] J. Müller, Wellenlänge und Brechungsexponent der äussersten dunklen Strahlen des Sonnenspectrums. Pogg. Ann. **105**. p. 337—339, p. 543—547 (1858).

[167] J. Müller, Einfluss der Temperatur auf die Brechung des Lichtes in Glas, Kalkspath und Bergkrystall. Publ. Potsdam **4.** 1885, 151 f.

[168] G. Müller, Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Brechung des Lichtes in festen Substanzen. Wied. Ann. **46.** p. 260—264 (1892).

[169] R. Nasini, Ueber die Atomrefraction des Schwefels. Ber. chem. Ges. **15.** p. 2878 (1882).

[170] E. F. Nichols, A study of the transmission spectra of certain substances in the infra-red. Phys. Rev. 1. p. 1—18 (1892).

[171] E. F. Nichols and B. W. Snow, Note on the selective absorption of light by optical glass and calc-spar. Phil. Mag. (3) **33.** p. 379—382 (1892).

[172] E. F. Nichols, A method for the study of transmission spectra in the ultraviolet. Phys. Rev. p. 202—305 (1895).

[173] E. F. Nichols, Das Verhalten des Quarzes gegen langwellige Strahlung, untersucht nach der radiometrischen Methode. Berl. Ber. **43. 44.** p. 1183—1196 (1896). — Wied. Ann. **60.** p. 401—417 (1897).

[174] E. F. Nichols, A method for energy measurements in the infra-red spectrum and the properties of the ordinary ray in quartz for waves of great length. Phys. Rev. **4.** p. 297—313 (1897).

[175] S. Norrenberg, Ueber Totalreflexion an doppelbrechenden Krystallen. Wied. Ann. **34.** p. 843—866 (1889).

[176] A. Offret, De la variation, sous l'influence de la chaleur des indices de réfraction de quelques espèces minérales, dans l'étendue du spectre visible. Bull. soc. franç. min. **13.** p. 405—697 (1890). — Zs. Kryst. **21.** p. 290—302 (1893).

[177] F. Paschen, Bolometrische Untersuchungen im Gitterspectrum. Wied. Ann. **48.** p. 272—306 (1893).

[178] F. Paschen, Ueber die Emission erhitzter Gase. Wied. Ann. **50.** p. 409—443 (1893).

[179] F. Paschen, Ueber die Emission der Gase. Wied. Ann. **51.** p. 1—39 (1894).

[180] F. Paschen, Ueber die Emission der Gase. Wied. Ann. **52.** 1. 299—237 (1894).

[181] F. Paschen, Bolometrische Arbeiten. Wied. Ann. **53.** p. 287—300 (1894).

[182] F. Paschen, Ueber die Dispersion des Fluorits im Ultraroth. Wied. Ann. **53.** p. 301—333 (1894).

[183] F. Paschen, Die genauen Wellenlängen der Banden der ultrarothen Kohlensäure- und Wasserspectrums. Wied. Ann. **53.** p. 334—336 (1894).

[184] F. Paschen, Ueber die Dispersion des Steinsalzes im Ultraroth. Wied. Ann. **53.** p. 337—342 (1894).

[185] F. Paschen, Die Dispersion des Fluorits und die Ketteler'sche Theorie der Dispersion. Wied. Ann. **53.** p. 812—822 (1894).

[186] F. Paschen, Ueber die Wellenlängenscala des ultrarothen Flussspathspectrums. Wied. Ann. **56.** p. 762—767 (1895).

[187] J. Pauer, Absorption ultravioletter Strahlen durch Dämpfe uud Flüssigkeiten. Wied. Ann. **61.** p. 363—379 (1897).

[188] U. F. Perreau, Étude expérimentale de la dispersion et de la réfraction des gaz. J. de phys. (3) **4.** p. 411—416 (1895).

[189] M. F. Perreau, Étude expérimentale de la dispersion et de la réfraction des gaz. Ann. chim. phys. (7) **7.** p. 289—348 (1896).

[190] Pettinelli, Sulle variationi con la temperatura delle diatermaneità del vetro e della mica. Nuov. Cim. (4) **2.** p. 156—158 (1895).

[191] J. Pfaff, Ueber die Bestimmung der Brechungsexponenten doppelbrechender Substanzen aus ihren Polarisationswinkeln. Pogg. Ann. **127.** p. 150—158 (1866).

[192] H. de la Provostaye et P. Ch. Desains, C. R. **36.** p. 84—87 (1853). — Pogg. Ann. **90.** p. 625 (1853) man vergl. p. 32.

[193] C. Pulfrich, Ueber die Totalreflexion an doppelbrechenden Krystallen. Neues Jahrb. f. Min. Beil. Bd. **5.** p. 167—194 (1887).

[194] C. Pulfrich, Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Lichtbrechung des Glases. Wied. Ann. **45.** p. 609—665 (1892).

[195] J. O. Reed, Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Brechung und Dispersion einiger Krystalle und Gläser. Wied. Ann. **65.** p. 707—744 (1898).

[196] J. R. Robinson, Observ. 1882, p. 53—54. — Beibl. **6.** p. 589 (1882).

[197] W. C. Röntgen, Neue Versuche über die Absorption von Wärme durch Wasserdampf. Wied. Ann. **23.** p. 1—49, 259—298 (1884).

[198] W. C. Röntgen und L. Zehnder, Ueber den Einfluss des Druckes auf die Brechungsexponenten von Wasser, Schwefelkohlenstoff, Benzol, Aethyläther und einigen Alkoholen. Wied. Ann. **44.** p. 24—51 (1891).

[199] H. Rosenthal, Ueber die Absorption, Emission und Reflexion von Quarz, Glimmer und Glas. Wied. Ann. **68.** p. 783—800 (1899).

[200] H. Rubens, Ueber Dispersion ultrarother Strahlen. Wied. Ann. **45.** p. 238—261 (1892).

[201] H. Rubens u. B. W. Snow, Ueber die Brechung der Strahlen von grosser Wellenlänge in Steinsalz, Sylvin und Fluorit. Wied. Ann. **46.** p. 529—541 (1892).

[202] H. Rubens and B. W. Snow, On the refraction of rays of great wave-length in rock-salt, sylvine and fluorine. Phil. Mag. (5) **35.** p. 45 (1893).

[203] H. Rubens, Prüfung der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel. Wied. Ann. **53.** p. 267—286 (1893).

[204] H. Rubens, Zur Dispersion der ultrarothen Strahlen im Fluorit. Wied. Ann. **51.** p. 381—395 (1894).

[205] H. Rubens, Die Ketteler-Helmholtz'sche Dispersionsformel. Wied. Ann. **54.** p. 476—485 (1895).

[206] H. Rubens, Ueber das ultrarothe Absorptionsspectrum von Steinsalz und Sylvin. Verh. phys. Ges. Berl. **15.** p. 108—110 (1896).

[207] H. Rubens und E. F. Nichols, Ueber Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge. Naturw. Rundsch. **11.** p. 545—549 (1896).

[208] H. Rubens und E. F. Nichols, Versuche mit Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge. Wied. Ann. **60.** p. 418—462 (1897).

[209] H. Rubens und A. Trowbridge, Beitrag zur Kenntniss der Dispersion und Absorption der ultrarothen Strahlen in Steinsalz und Sylvin. Wied. Ann. **60.** p. 724—739 (1897).

[210] H. Rubens and E. F. Nichols, Heat rays of great wave length. Phys. Rev. **4.** p. 314—323 (1897).

[211] H. Rubens, Beobachtungen über Absorption und Emission von Wasserdampf und Kohlensäure im ultrarothen Spectrum. Wied. Ann. **64.** p. 584—601 (1898). — Astroph. J. **8.** p. 176—192 (1898).

[212] H. Rubens und E. Aschkinass, Ueber die Durchlässigkeit einiger Flüssigkeiten für Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge. Wied. Ann. **64.** p. 602—605 (1898).

[213] H. Rubens und E. Aschkinass, Die Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin. Wied. Ann. **65.** p. 241—256 (1898).

[214] H. Rubens und E. Aschkinass, Verh. deutsch. phys. Ges. **1.** p. 32 1899*.

[215] H. Rubens und E. Aschkinass, Isolirung langwelliger Wärmestrahlen durch Quarzprismen. Wied. Ann. **67.** p. 459—466 (1899).

[216] F. Rudberg, Untersuchungen über die Brechung des farbigen Lichts in Bergkrystall und in Kalkspath. Pogg. Ann. **14.** p. 45—57 (1828).

[217] F. Rudberg, Ueber die Veränderung, welche die Doppelbrechung in Krystallen durch Temperaturerhöhung erleidet. Pogg. Ann. **26.** p. 291—300 (1832).

[218] C. Runge, On the dispersion of air. Astrophys. J. **12.** p. 426—429 (1893).

[219] C. Runge, Die Wellenlängen der ultravioletten Aluminiumlinien. Wied. Ann. **55.** p. 44—48 (1895).

[220] J. R. Rydberg, Eine neue Methode zur Bestimmung der Dispersion der Luft. Öfv. Vet. Ak. Förh. 1893. **10.** p. 693*. — Fortschr. **49.** p. 46 (1893).

[221] E. Sarasin, Indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du quartz pour les rayons de différentes longueurs d'onde jusqu'à l'extrême ultraviolet. C. R. **85.** p. 1230—1232 (1877).

[222] E. Sarasin, Indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du spath d'Islande,

pour les rayons de diverses longueurs d'onde jusqu'à l'extrême ultraviolet. C. R. **95**. p. 680—682 (1882). — J. de phys. (2) **2**. p. 369—371 (1883).

[223] E. Sarasin, Indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du quartz pour les rayons de différentes longueurs d'onde jusqu'à l'extrême ultraviolet. C. R. **85**. p. 1230—1232 (1877).

[224] E. Sarasin, Indices de réfraction du spath-fluor pour les rayons de différentes longueurs d'onde jusqu'à l'extrême ultraviolet. C. R. **97**. p. 850—852 (1883).

[225] E. Sarasin, Indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du quartz pour les rayons de différentes longueurs d'onde jusqu'à l'extrême ultraviolet. Arch. sc. phys. nat. (Nouv. sér.) **61**. p. 109—119 (1878).

[226] W. Schjerning, Ueber die Absorption der ultravioletten Lichtstrahlen durch verschiedene optische Gläser. Diss. Berlin. 1885.

[227] W. Schrauf, Bestimmung der optischen Constanten krystallisirten Körper. Wien. Ber. **41**. p. 769—806 (1860). **42**. p. 107—145 (1860).

[228] V. Schumann, Photographie der Lichtstrahlen kleinster Wellenlänge. Wien. Ber. **93**, II. p. 415 (1892).

[229] V. Schumann, Photographie der Lichtstrahlen kleinster Wellenlänge. Wien. Ber. **102** (2). p. 625—694 (1893).

[230] H. Th. Simon, Ueber die Dispersion ultravioletter Strahlen. Wied. Ann. **53**. p. 542 —558 (1894).

[231] J. L. Soret, Spectroscope à oculaire fluorescent. Ann. chim. phys. (5) 11. p. 72—86. (1877).

[232] J. L. Soret, Recherches sur l'absorption des rayons ultraviolets par diverses substances. C. R. **86**. p. 708—711 (1878).

[233] J. L. Soret, Recherches sur l'absorption des rayons ultraviolets par diverses substances. Arch. sc. phys. nat. (2) **61**. p. 322. **63**. p. 89 (1878); auch J. de phys. **8**. p. 145—158 (1879).

[234] J. L. Soret, Recherches sur l'absorption des rayons ultraviolets par diverse substances arch. sc. phys. nat. (3) **10**. p. 429—494 (1883).

[235] J. L. Soret et E. Sarasin, Arch. sc. phys. et nat. (3) **8**. p. 5—59, 97—132, 201—228. — C. R. **95**. p. 635—638 (1882).

[236] J. Stefan, Ueber den Einfluss der Wärme auf die Brechung des Lichtes in festen Körpern. Wien. Ber. **63**. (2). p. 223—245 (1871).

[237] B. Stewart, On the radiative powers of bodies with regard to the dark or heat producing rays of the spectrum. Phil. Mag. (4) **20**. p. 169—173 (1860), ferner Phil. Mag. (4) **26**. p. 219—222 (1863).

[238] G. G. Stokes, On the long spectrum of electric light. Phil. Trans. **152** II, p. 599 —619 (1862). — Phil. Mag. (4) **25**. p. 310—311 (1863).

[239] G. G. Stokes, The change of refrangibility of light. Phil. Trans. 1852, II. p. 463 —562. — ib. 1853, III. p. 385—396. — Pogg. Ann. Ergnzbd. **4**. p. 177—345 (1854).

[240] G. G. Stokes, Notice of the researches of the late Rev. W. V. Harcourt on the conditions of transparency in glass and on the connexion between the chemical constitution and optical properties of different glass. Rep. Brit. Ass. 1871. not. a. abstr. 38.

[241] S. P. Thompson, On the use of fluor spar in optical instruments. Rep. Brit. Ass. Leeds 1890. p. 759.

[242] A. Trowbridge, Ueber die Dispersion des Sylvins und das Reflexionsvermögen der Metalle. Wied. Ann. **65**. p. 595—620 (1898).

[243] G. Tschermak, Optische Untersuchung des Sylvin. Wien. Ber. **58** (2). p. 144— 148 (1868).

[244] J. Tyndall, Zahlreiche Abh. in den Bänden 151, 152, 154, 156 der Phil. Trans. 1861— 1866, ferner in Proc. Roy. Soc. **10, 11** u. **30**; 1860, 1862, 1880. — Pogg. Ann. **124**. p. 390—406 (1865).

[245] J. Tyndall, Contributions to molecular physics in the domain of radiant heat. London 1872 bei Longmans Green u. Co. 460 pp.

[246] K. Vierordt, Die Anwendung des Spectralapparates zur Photometrie der Absorptionsspectren und zur quantitativen chemischen Analyse. Tübingen 1873 bei Laupp.

[247] K. Vierordt, Die quantitative Spectralanalyse in ihrer Anwendung auf Physiologie, Physik, Chemie und Technologie. Tübingen 1876 bei Laupp.

[248] H. C. Vogel und G. Müller, Untersuchungen über die Absorption einiger Glassorten, sowie die Intensitätsverhältnisse einiger irdischer Lichtquellen. Berl. Ber. 1877. p. 138—142.

[249) H. C. Vogel, Die Lichtabsorption als maassgebender Factor bei der Wahl der Dimension des Objectivs für den grossen Refractor des Potsdamer Observatoriums. Berl. Ber. 33. p. 1219—1231 (1896).

[250] F. Vogel, Aenderung der Lichtbrechung in Glas und Kalkspath mit der Temperatur. Wied. Ann. 25. p. 87—94 (1885).

[251] B. Walter, Ueber das α-Monobromnaphtalin. Wied. Ann. 42. p. 511—512 (1891).

[252] W. Wernicke, Neues Flüssigkeitsprisma für Spectralapparate. Zs. f. Instrkde. 1. p. 353—353 (1881).

[253] V. S. M. v. d. Willigen, Les indices de réfraction du sulfure de carbon. Arch. Mus. Teyler 3. p. 55—67 (1870).

[254] V. S. M. v. d Willigen, Sur l'influence de la température sur les indices de réfraction du prisme Merz No. II. Arch. Mus. Teyler 1. p. 225—231 (1868).

[255] V. S. M. v. d. Willigen, Sur la réfraction et la dispersion du flint-glass et du crown-glass. Arch. Mus. Teyler 2. p. 183—198 (1869).

[256] V. S. M. v. d. Willigen, Sur la réfraction du quartz et du spath d'Islande. Arch. Mus. Teyler 2. p. 153—182 (1869).

[257] V. S. M. v. d. Willigen, Les indices de réfraction du quartz et du spath d'Islande, second mémoire. Arch. Mus. Teyler 3. p. 34—54 (1870).

[258] J. Wilsing, Ueber die Lichtabsorption astronomischer Objective und über die photographische Photometrie. Astron. Nachr. 142. p. 241—252 (1896).

[259] A. Wüllner, Ueber die Beziehung zwischen Brechungsexponenten des Lichts und der Körperdichte. Pogg. Ann. 133. p. 1—53 (1868).

[260] A. Zantedeschi, Ricerche sul calorico raggiante. Wien. Ber. 24, II. p. 43—49 (1857).

[261] F. Zecchini, Gazz. chim. ital. 27, (I). p. 367 (1897)*.

[262] R. Zsigmondy, Ueber ein für Wärmestrahlen undurchlässiges Glas. Dingl. J. 287. p. 17—22, 68—71, 108—111 (1893).

[263] R. Zsigmondy, Ueber die Diathermanität einiger Gläser von bekannter Zusammensetzung. Wied. Ann. 49. p. 535—538 (1893). — Dingl. J. 289. p. 237—239 (1893).

350. In allen zusammengesetzten Prismensystemen hat man — abgesehen von den wenigen bisher benutzten Vacuumapparaten — neben den eigentlichen Prismen eine gewisse Anzahl Luftprismen zu berücksichtigen. Ausserdem erfordert die Reduction der Brechungsexponenten und Wellenlängen auf den leeren Raum die Kenntniss der Brechungsexponenten der **Luft**.

Derselbe ist in älterer Zeit[1]) aus der astronomischen Refraction abgeleitet und dann wiederholt zugleich mit der Dispersion nach verschiedenen Methoden bestimmt worden, die theils auf der Verschiebung von Interferenzstreifen, theils auf der prismatischen Ablenkung und theils auf einer Combination von Prisma und Gitter beruhen.[2])

Letztere liefert Kayser und Runge [105, 106] den Werth

$$10^7 (n-1) = 2878{,}7 + 13{,}16\,\lambda^{-2} + 0{,}316\,\lambda^{-4}$$

für 0^0 und 760 mm Druck, sowie einem Feuchtigkeitsgehalt von 5 bis 7 mm. Die Formel schliesst sich den beobachteten Werthen im Gebiete 5600—2300 bis auf etwa eine Einheit der 7ten Decimale an. Da nach Lorenz [139] eine

1) Z. B. von Lamont, Bessel, Gyldén, Fuss. Man vergleiche die Literaturübersicht.

2) Uebersichten und Kritiken der ältesten Arbeiten bei Ketteler [108], für die neueren Arbeiten von Lorenz, Mascart, Benoît, Chappuis und Rivière vergl. man Landolt-Börnstein, Dufet und Kayser u. Runge [105, 106].

Dampfspannung von x Millimetern den Werth von n — 1 um 0,54 x Einheiten der vierten Decimale vermindert, sind die aus obiger Formel erhaltenen Werthe für trockene Luft noch um etwa drei Einheiten der 7ten Decimale zu vergrössern.

Die folgenden Zahlen geben eine Uebersicht über den Gang der Dispersion:

760 mm

λ	n — 1 für 10°	n — 1 für 0°
563	2761 · 10—7	2924 · 10—7
443	2788 „	2952 „
420	2799 „	2964 „
325	2864 „	3033 „
286	2913 „	3085 „
285	2919 „	3091 „
255	2980 „	3155 „
236	3037 „	3216 „

Der Einfluss der Temperatur wird nach v. Lang [120] dargestellt durch die Gleichung

$$n_t = n_0 + 905 \cdot 10^{-9}\, t + 835 \cdot 10^{-11}\, t^2 \quad (760\ \text{mm}).$$

Das für die Luft gültige Annäherungsgesetz

$$\frac{n-1}{d} = \text{const} \quad (d = \text{Dichte})$$

liefert den Ausdruck

$$n_t - 1 = \frac{(n_0 - 1)}{(1 + \alpha t)} \frac{b}{760},$$

wo b den Barometerstand und α den Ausdehnungscoefficient bedeutet.

Den Einfluss des Druckes giebt nach Perreau [188, 189] die Formel

$$n_p - 1 = A\, p\ (1 + 0{,}0009\, p)$$

für 16° und für Drucke p, die in Metern Quecksilber gemessen sind.

Ueber den Einfluss der Dichte und des Druckes vgl. man ferner Kayser und Runge [105, 106].[1])

351. In ähnlicher Weise wie die Dispersion resp. Brechung der Luft macht sich auch die Absorption derselben bei den meisten spectroscopischen Arbeiten bemerkbar.

Im Ultraviolett bestimmt sie die Grenze, bis zu welcher man mit gewöhnlichen, d. h. lufthaltigen Apparaten vordringt. Dies wurde zuerst von Cornu [40, 41, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51] bei Gelegenheit der Untersuchung des ultravioletten Sonnenspectrums entdeckt.

Die genauere Erforschung der ultravioletten Luftabsorption verdankt man Schumann [228, 229]. Derselbe findet, dass die Luftabsorption in Spectralapparaten etwa bei 2300 beginnt, um von 1800 ab vollständig zu werden. Zur Absorption der kürzesten Wellenlängen reicht schon eine Schicht von wenigen Millimetern und Atmosphärendruck.[2])

1) Ausser den genannten Arbeiten über die Dispersion noch [10, 18, 19, 22, 34, 35, 36, 52, 57, 80, 84, 105, 106, 108, 109, 110, 120, 138, 139, 151, 152, 153, 154, 188, 189].

2) Hierzu ist neben zahlreichen spectroscopischen Arbeiten, die an der Grenze 2300 etwa anlangten, besonders noch eine von Runge zu nennen [219].

Im sichtbaren und ultrarothen Spectrum zeigt sich die Luftabsorption in doppelter Weise. Einmal liefert sie die terrestrischen Linien, die jedoch nur bei astrophysikalischen Untersuchungen bemerkt werden.

Sodann erhält man aber im Ultraroth die Absorptionsbanden des in der atmosphärischen Luft fast stets enthaltenen Wasserdampfes und der Kohlensäure. Es war Paschen, der zuerst den störenden Einfluss erkannte, den sie namentlich auf Intensitätsmessungen im Ultraroth ausüben [177, 178, 179]. Paschen findet für die kürzesten Wellenlängen der Absorptionsmaxima [183]

6,512 μ, 6,03 μ und 5,89 μ für den Wasserdampf
4,27 μ, 2,72 μ und 2,69 μ für die Kohlensäure,

je nachdem dieselbe getrocknet war oder nicht.[1])

Geht man weiter ins Ultraroth, so zeigen sich weitere Banden, die von Rubens und Aschkinass entdeckt und untersucht wurden. Die Kohlensäure besitzt ein scharfes Maximum der Absorption bei 14,7 μ, das schon durch den Kohlensäuregehalt der atmosphärischen Luft hervorgerufen wird. Der Wasserdampf hat zwischen $\lambda = 11\,\mu$ und $\lambda = 18\,\mu$ sechs Absorptionsstreifen mit den Wellenlängen 11,6 μ, 12,4 μ, 13,4 μ, 14,3 μ, 15,7 μ und 17,5 μ, zu deren Erzeugung der gewöhnliche Feuchtigkeitsgehalt der Luft jedoch nicht ausreicht. Endlich beginnt im Gebiet der Reststrahlen des Steinsalzes, also bei etwa 51,2 μ ein weiterer Bezirk starker Absorption, der in der Gegend bei 60,1 μ, welche den Reststrahlen des Sylvins entspricht, noch an Intensität zunimmt.

352. Von den Flüssigkeiten sind als Prismenmaterial naturgemäss meist solche empfohlen worden, die sich durch hohe Dispersion und daher meist auch hohen Brechungsexponenten auszeichnen.

Unter ihnen wurde der **Schwefelkohlenstoff** wohl am häufigsten benutzt. Es war Brewster, der zuerst die Aufmerksamkeit auf ihn lenkte und Brechungsexponenten gab, die dann weiterhin von zahlreichen Beobachtern neu bestimmt wurden [199, 212, 213, 138, 139, 62, 253, 16, 20, 14, 77, 112, 259, 198, 169, 82, 100, 193, 230, 58, 261].

Zusammenstellungen von Zahlen findet man bei Dufet und Landolt-Börnstein. Wir geben als Probe die Messungen von Ketteler [112] und Rubens [199, 212].

	Temp.	$\lambda = 7605 = A$	$\lambda = 6563 = C$	$\lambda = 5893 = D$	$\lambda = 4861 = F$	$\lambda = 4341 = Hg$	$\lambda = 3969 = H$
gegen Luft[2])	— 20°	1,63895	1,64900	1,65898	1,68532	1,70929	1,73661
	— 10°	63134	64124	65108	67701	70061	72648
	0°	62382	63357	64327	66880	69201	71746
	10°	61631	62592	63547	66060	68344	70846
	20°	60876	61821	62761	65235	67481	69940
	30°	60104	61036	61961	64393	66601	69017
	40°	59319	60237	61146	63539	65709	68081

1) Für die zahlreichen älteren Messungen der Gesammtabsorption von Luft, Wasserdampf und Kohlensäure, sowie für weitere Bestimmungen der Wellenlängen der genannten Banden durch Langley und Ångström No. [4, 5, 6, 7, 8, 9, 25, 58, 95, 97, 98, 102, 107, 128, 130, 131, 144, 145, 147, 178, 179, 180, 181, 183, 192, 196, 245] der Uebersicht.

2) Nach Landolt-Börnstein.

Rubens findet bei 15° in einem durch Interferenzstreifen geaichten Spectrum.

λ	n
0,434 μ	1,6784
0,485 „	1,6550
0,590 „	1,6307
0,656 „	1,6217
0,777 „	1,6104
0,823 „	1,6077
0,931 „	1,6025
0,999 „	1,6000
1,073 „	1,5878
1,164 „	1,5960
1,270 „	1,5940
1,396 „	1,5923
1,552 „	1,5905
1,745 „	1,5888
1,998 „	1,5872

353. Besonders stark ist beim Schwefelkohlenstoff die Veränderung des Brechungsexponenten mit der Temperatur. Dieselbe macht sich, wie im § 382 noch näher ausgeführt wird, in doppelter Weise störend bemerkbar, sowohl durch Ortsveränderung der Linien, wie durch Verwirrung der spectralen Bilder. Unter den zahlreichen Messungen, welche gerade für den Schwefelkohlenstoff ausgeführt worden sind[1]), führen wir wieder diejenigen von Ketteler an, aus welchen die bereits gegebene Tabelle ausgezogen ist.

Es wird für

$\lambda = 7605 = A$	$\frac{dn}{dt} = -7645 \cdot 10^{-7}$	zwischen —20° und +40°
$\lambda = 6563 = C$	„ $= -7792$ „	
$\lambda = 5893 = D$	„ $= -7938$ „	
$\lambda = 4861 = F$	„ $= -8340$ „	
$\lambda = 4341 = H_\gamma$	„ $= -8720$ „	
$\lambda = 3969 = H$	„ $= -9153$ „	

354. Auch die Absorption des Schwefelkohlenstoffes ist vielfach untersucht worden.[2]) Im Ultraviolett findet Pauer [187] schwache Absorption in dem Bezirk 3320 bis 3020 A. E., vollständige Absorption von 2580 abwärts. Im Ultraroth zeigen sich, wie zuerst Ångstrom [6, 9] feststellte, zwei Absorptionsstreifen; der eine reicht ungefähr von 3—6 μ, der andere von 7—11 μ.[3]) Rubens und Aschkinass prüften dann auch den Schwefelkohlenstoff mit Hülfe der Reststrahlen des Flussspathes, des Steinsalzes und des Sylvins. Sie fanden hohe Durchsichtigkeit für Strahlen von der Wellenlänge 24 μ, ebenso wie für solche von 50 und 60 μ [212, 213].

355. Ausser dem Schwefelkohlenstoff ist weiter das **Monobromnaphtalin** empfohlen worden, wegen seiner hohen Dispersion, seiner Durchsichtigkeit für ultraviolette Strahlen und wegen seiner geringen Empfindlichkeit gegen Temperaturschwankungen.

1) No. [14, 15, 16, 33, 62, 92, 112, 259] der Literaturübersicht.
2) Vergl. [2, 6, 9, 13, 17, 37, 103, 187, 213, 230, 253].
3) Man vergl. auch Abney u. Festing [2].

Es scheint sich jedoch nicht sehr eingebürgert zu haben.

Für 20,6° hat man nach Simon [230] die Brechungsexponenten

λ = 7680	6563	5892	5349	4861	4340	3610
n = 1,62961	1,64366	1,65762	1,66796	1,68142	1,70371	1,76927

Weitere Zahlen findet man bei Fock [74], Kannonnikoff [104], Nasini [169], Dufet [62], Pulfrich [193], Walter [251], Gladstone [82], Brühl [24], Zecchini [261] und Norrenberg [175, 69].

Nach Walter [251] nimmt der Brechungsexponent der D-Linie für 1° um 0,000 48 ab.

356. Wernicke [252] hat die **Methylsalicylsäure** ($C_8 H_8 O_3$) und das **Zimmtsäure-Aethyl** ($C_{11} H_{12} O_2$) zur Construction von Flüssigkeitsprismen benutzt, die häufiger verwendet werden. Der erstgenannte Körper hat nach Wernicke die Brechungsexponenten

	λ = 7594 = A	λ = 6867 = B	λ = 6563 = C	λ = 5893 = D	λ = 5270 = E	λ = 5184 = C₁	λ = 4861 = F	λ = 4008 = G	λ = 4101 = H₁
19,6°	1,5244	1,5383	1,5304	1,5363	1,5449	1,5460	1,5528	1,5697	1,5860
22,5°	1,5239	1,5276	1,5299	1,5357	1,5440	1,5451	1,5519	1,5687	1,5852

Die Brechungsexponenten des zimmtsauren Aethyls sind nach Wernicke

λ	20,6°	18,8°
A = 7594	1,5451	1,5456
B = 6867	1,5501	1,5507
C = 6563	1,5525	1,5530
D = 5893	1,5602	1,5607
E = 5270	1,5703	1,5709
C_1 = 5184	1,5717	1,5723
F = 4861	1,5810	1,5816
G = 4308	1,6031	1,6038
H_1 = 4101	1,6254	1,6261
H_2 = 3968	1,6283	1,6290

Wernicke giebt der letzten Flüssigkeit wegen ihrer Haltbarkeit und Farblosigkeit den Vorzug.

357. Ausser den angeführten Körpern sind noch einige zu nennen, die wegen besonders hoher Dispersion oder wegen besonderer Durchsichtigkeit in Vorschlag gebracht wurden, jedoch nur vereinzelte Male zur practischen Verwendung gelangten. Es sind dies zunächst Lösungen von Phosphor in Schwefelkohlenstoff, die von Gibbs [81] genannt wurden, sodann die von Liveing und Dewar [136] benutzte Lösung von Quecksilberjodid und endlich das von Hartley [90] verwendete Quecksilbermethyl.

358. Das am häufigsten zu Prismen verarbeitete Material ist das **Glas.** Seine Dispersion variirt nun von Sorte zu Sorte, je nach der Zusammensetzung. So kommt es, dass die zahllosen älteren Bestimmungen von Brechungsexponenten, die zu den verschiedensten Zwecken, wie Prüfung der Dispersionsformeln u. s. w. unternommen wurden, für die Construction von Prismen werthlos

1) Vergl. auch [20] und [53] [55].

sind, da man die Zusammensetzung der Gläser nicht kennt. In diesen Verhältnissen ist erst durch die Jenenser Gläser Wandel geschaffen worden, die von wohl definirter Zusammensetzung, einerseits innerhalb verhältnissmässig enger Variationsgrenzen reproducirt werden können, andererseits eine grosse Mannigfaltigkeit im Gange der Dispersion und der sonstigen Eigenschaften bieten. Der Katalog des glastechnischen Laboratoriums giebt darüber wohl die beste Auskunft[1]). Man findet in demselben den Brechungsexponenten jedes Glases für die D-Linie, die „mittlere" Dispersion C—F, die partiellen Dispersionen A'—D, D—F_1, F—G', sowie die sogenannte relative Dispersion $\frac{\Delta n}{n-1}$ resp. ihren reciproken Werth $\frac{n-1}{\Delta n}$. In dem letzten Ausdrucke bedeutet Δn die „mittlere" Dispersion C—F; in $n-1$ ist für n der Brechungsexponent der D-Linie gewählt.

Als Beispiel nehmen wir die folgenden Gläser:

	Bezeichnung des Glases	$n_D = 1,5159$	$n_F - n_C$	$\frac{n-1}{\Delta n}$	$n_D - n_{A'}$	$n_F - n_D$	$n_{G'} - n_F$	spec. Gew.
0.225	Leichtes Phosphat-Crown .	1,5159	$737 \cdot 10^{-5}$	70,0	$485 \cdot 10^{-5}$	$515 \cdot 10^{-5}$	$407 \cdot 10^{-5}$	2,58
0.802	Boro-Silicat-Crown . . .	1,4967	765	64,9	504	534	423	2,38
0.227	Barium-Silicat-Crown . .	1,5399	909	59,4	582	639	514	2,73
0.114	Weiches Silicat-Crown . .	1,5151	910	56,6	577	642	551	2,55
0.608	Crown mit hoher Dispersion	1,5149	943	54,6	595	666	543	2,60
0.602	Baryt-Leichtflint	1,5676	1072	53,0	675	759	618	3,12
0.381	Crown mit hoher Dispersion	1,5262	1026	51,3	644	727	596	2,70
S.8	Borat-Flint	1,5736	1129	50,8	728	795	644	2,82
0.726	Extra leichtes Flint . . .	1,5398	1142	47,3	711	810	669	2,87
0.748	Baryt-Flint	1,6235	1595	39,1	965	1142	965	3,67
0.41	Schweres Silicat-Flint . .	1,7174	2434	29,5	1439	1749	1521	4,49
S.57	Schwerstes Silicat-Flint .	1,9626	4882	19,7	2767	3547	3252	6,33

Die angeführten Zahlen geben einen Begriff von der Mannigfaltigkeit im Gang der Brechung und der Dispersion.[2])

Ausführlichere Messungen sind häufig an Jenenser Gläsern ausgeführt worden. Für das Ultraroth findet man Bestimmungen besonders bei Rubens [199, 205]. Rubens findet z. B. für das schwere Silicatflint O. 500; bei 19° die folgenden Zahlen:

$\lambda = 4,06\,\mu$	3,79	3,53	3,21	2,96	2,70	2,40	2,025	1,625
$n = 1,6688$	1,6758	1,6820	1,6885	1,6932	1,6980	1,7029	1,7086	1,7144

$\lambda = 0,930\,\mu$	0,7699	0,6563	0,5893	0,5350	0,4862	0,4341	0,4044
$n = 1,7278$	0,7351	1,7435	1,7511	1,7597	1,7707	1,7878	1,8018

Dieselben werden durch die Formel

$$n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \frac{M_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2}$$

mit den Constanten

$$b^2 = 6,7716 \qquad M_1 = 0,03672 \qquad \lambda_1^2 = 0,0404$$
$$M_2 = 1508,2 \qquad \lambda_2^2 = 394,65$$

bis auf zwei Einheiten der letzten Decimale genau dargestellt.

1) Glasschmelzerei für optische und andere wissenschaftliche Zwecke mit Unterstützung der kg. preuss. Staatsregierung gegründet 1884. Glastechnisches Laboratorium Schott u. Gen. Jena. Productions- und Preisverzeichniss Juli 1886. Dritte Ausgabe 1893.

2) Man vergl. ferner [79, 110, 116, 121, 166, 196, 199, 205, 248, 200, 230, 255].

359. Ebenso wie für die Brechungsexponenten der Gläser liegen auch für die Refractionsänderungen mit der Temperatur zahlreiche Messungen vor [72, 93, 110, 159, 167, 194, 195, 197, 236, 250, 254].

Dieselben ergaben die überraschende Thatsache, dass der Brechungsexponent der meisten Gläser, wie einiger Krystalle, besonders des Kalkspathes, mit der Temperatur zunahmen, während einige andere Gläser, sowie Quarz, Flussspath, Sylvin und Steinsalz das umgekehrte Verhalten zeigten und so mit den üblichen Vorstellungen über den Zusammenhang von Dichte und Brechungskraft im Einklang blieben. Erst die Untersuchung von Pulfrich [194] deckte die Ursache und den Zusammenhang dieser scheinbaren Anomalie auf. Er findet, dass die Dispersion sämmtlicher genannten Körper unbekümmert um das Verhalten der Brechungsexponenten stets mit der Temperatur wachse, im Einklang mit früheren Beobachtungen von Offret [176] und Baille [14, 15] und zieht nun das Verhalten der Absorption zur Erklärung der Dispersionsänderung heran. Die Abnahme der Dichte soll den Brechungsindex in der That vermindern; allein mit der Temperatur steigert sich die Absorption im Ultraviolett. Dies führt eine Steigerung der Exponenten herbei und je nach dem Ueberwiegen der einen oder der anderen Wirkung beobachtet man positive oder negative Differenzen. Es kann sogar der Fall eintreten, dass sich beide Kräfte das Gleichgewicht halten und somit der Brechungsindex vom Einfluss der Temperatur befreit erscheint. In der That lässt sich sowohl ein Beispiel hierfür finden, als die Steigerung der Absorption im brechbareren Ende des Spectrums nachweisen. Untersuchungen, welche Reed [195] bei Temperaturen anstellte, welche bis zu dem Punkte gingen, wo das Glas weich zu werden beginnt, bestätigten die Beobachtungen und Schlüsse Pulfrichs.

Das Verhalten der Gläser wird illustrirt durch die folgenden Pulfrich entnommenen Beispiele.

Aenderung der Brechungsindices pro 1° C. in Einheiten der 5. Decimale

Bezeichnung	Mittel Temp.	C	D	F	G'	$-\frac{\Delta n}{n}$ 100
S. 57 Schwerstes Silicatflint . .	58,8°	1,204	1,447	2,090	2,810	0,0166
O. 154 Leichtes Silicatflint . .	58,4°	0,225	0,261	0,334	0,407	0,0078
O. 327 Baryt Leichtflint . . .	58,3°	—0,008	0,014	0,080	0,137	0,0079
O. 225 Leichtes Phosphat-Crown .	58,1°	—0,202	—0,190	—0,168	—0,142	0,0049
Steinsalz von Stassfurt	58,8°	—3,749	—3,739	—3,648	—3,585	0,0148
Sylvin von Stassfurt	59,5°	—3,681	—3,641	—3,605	—3,557	0,0143
Quarz ordinärer Strahl	59,6°	—0,649	—0,638	—0,599	—0,577	0,0076
Quarz extraord. Strahl	59,6°	—0,761	—0,754	—0,715	—0,694	0,0071
Flussspath	60,5°	—1,220	—1,206	—1,170	—1,142	0,0137
Kalkspath ord. Strahl (nach Vogel)	103°	0,071	0,081	0,091	0,100	0,0137
Kalkspath	103°	1,012	1,020	1,073	1,090	0,0078

Ausführlichere Tabellen mit Temperaturen von 62°—360° findet man bei Reed.

Der Anblick der obigen Zusammenstellung zeigt, dass man in jedem einzelnen Falle die Temperaturänderungen der Brechungsexponenten erneut bestimmen muss, wenn nicht gerade eines der bekannten Gläser benutzt wird.

360. Nicht anders als mit den bisher erwähnten Eigenschaften der Gläser steht es auch mit ihrer Absorption. Trotz der zahlreichen Messungen über Diathermanität und trotz der photometrischen Absorptionsbestimmungen von Vierordt, Conroy und anderen ist man darauf angewiesen von Glas zu Glas neue Bestimmungen zu machen. Für einzelne Jenenser Gläser sind solche Messungen und Versuche namentlich von Eder und Valenta, sowie von Müller und Wilsing gemacht worden.[1]

Eder und Valenta [69] berücksichtigen vorzugsweise das Ultraviolett und finden, dass die Flintgläser stärker absorbiren als die Crowngläser, dass die gewöhnlichen Silicatflintgläser am ungünstigsten sind. Für Photographieen im sichtbaren Spectrum reichen Crowngläser aus. Müller und Wilsing bestimmten die Absorption der Gläser O. 340 und O. 203 mit Rücksicht auf ihre Verwendung zu Linsen des grossen Potsdamer Refractors [249], Die Lichtabsorption der Gläser variirt, wie schon die Angaben im Jenaer Katalog zeigen, ausserordentlich mit der Zusammensetzung. Mit dünnen Gläsern kommt man unter Umständen bis 2900, während in den meisten Fällen die Grenze etwa bei 3000 sein dürfte. Wenn Schjerning [226] die äusserste Grenze weit höher, bei 3130 findet, so erklärt sich dies vermuthlich durch die Eigenthümlichkeit des von ihm benutzten Gitters, welches bekanntlich[2] bei 3100 einen plötzlichen Intensitätsabfall in seinem Spectrum zeigt.

Im Ultraroth beginnt die Absorption ebenfalls an verschiedenen Stellen je nach der Zusammensetzung des Glases; bis 4 μ etwa sind die meisten Gläser noch durchsichtig. Das Gleiche findet dann auch für die äussersten Wärmestrahlen statt, welche Rubens und Aschkinass erreicht haben.

Einen Begriff von der Grösse der Absorption im sichtbaren Spectrum geben die folgenden aus Vierordt [246, 247] entnommenen Zahlen. Sie bedeuten die Lichtstärke der Spectralfarben nach dem Durchgang durch drei Flintglaswürfel von 6 cm Gesammtdicke, wenn die auffallende Intensität = 1 gesetzt wird.

Spectralbezirk	übrigbleibende Lichtstärke
A — a	0,932
a — B	0,917
B — B 55 C	0,895
B 55 C — C	0,887
C — C 30 D	0,887
C 30 D — C 65 D	0,880
C 65 D — D	0,872
D — D 20 E	0,847
D 20 E — D 40 E	0,819
D 40 E — D 60 E	0,811
D 60 E — D 80 E	0,812
D 80 E — E	0,810

1) [11, 38, 39, 47, 70, 118, 126, 157, 158, 161, 170, 171, 172, 200, 226, 240, 238, 239, 244, 245, 246, 247, 248, 249, 258, 262, 263].

2) H. Kayser und C. Runge, Ueber die Spectren der Elemente. Abh. Berl. Akad. 1888 p. 17.

Spectralbezirk	übrigbleibende Lichtstärke
E — E 20 F	0,801
E 20 F — E 40 F	0,788
E 40 F — E 60 F	0,778
E 60 F — F 80 F	0,775
E 80 F — F	0,775
F — F 10 G	0,769
F 10 G — F 20 G	0,749
F 20 G — F 32 G	0,718
F 32 G — F 44 G	0,720
F 44 G — F 65 G	0,687
F 65 G — F 87 G	0,651
F 87 G — G 10 H	0,612
G 10 H — G 35 H	0,578
G 35 H — G 60 H	0,547
G 60 H — G 83 H	0,52
G 83 H — H	0,50
Jenseits H etwa bis H 50 L	0,48

361. Ausser den Gläsern sind der Fluorit, der Sylvin, das Steinsalz und der Quarz die wichtigsten Prismensubstanzen.

Der **Fluorit** ist durch seine hervorragende Durchsichtigkeit vom äussersten Ultraviolett, — 1000 A. E. — bis zu etwa 9 μ ausgezeichnet, während die Spectren des Sylvins und des Steinsalzes besonders weit ins Ultraroth gehen. Zugleich zeigt sich eine gewisse Verschiedenheit der Leistungen. Die Dispersion des Steinsalzes und des Sylvins ist im sichtbaren Spectrum verhältnissmässig gross, um im unsichtbaren abzunehmen; so füllte das Spectrum eines Steinsalzprismas von 60° bei Langley im Bezirk von 2—5,3 μ einen Winkelraum von 1°. Umgekehrt geht es mit dem Fluorit, der im sichtbaren Spectrum eine äusserst geringe Dispersion zeigt, die dann aber im Ultraroth zunimmt. Der Spectralbezirk von 2—9,7 μ erstreckte sich bei Paschen [182, p. 304] über 9 Bogengrade.

Auf den Fluorit wurde man zuerst infolge seiner Durchsichtigkeit für ultraviolette Strahlen aufmerksam[1]), so dass Cornu und andere ihn zur Construction von Linsen etc. zu ultravioletten Untersuchungen verwendeten.

So wurden bald auch genaue Messungen der Brechungsexponenten im Ultraviolett und im sichtbaren Spectrum vorgenommen. Als die am meisten benutzten sind die Zahlen von Sarasin [224] zu nennen, die in neuester Zeit von Simon [230] nachgemessen wurden. Den ersten Schritt ins Ultraroth that Rubens [199, 201, 202, 204, 205]. Verschiedene Mängel, welche jedoch den hier gewonnenen Brechungsexponenten noch anhafteten, veranlassten Paschen [182, 185, 186], mit besseren Hülfsmitteln und nach genauerer Methode Neubestimmungen der Fluorit-Dispersion vorzunehmen, welche bisher die Grundlage der Messungen in dem Bezirke von 5 bis 10 μ bilden (vergl. auch [27, 28, 163, 165]).

1) Man vergl. auch [1], [161] und [241].

Die Zahlen von Sarasin [224], Simon [230] und Paschen [186] sind in der folgenden Uebersicht zusammengestellt:

λ in μ	Sarasin	Simon[1]	λ	Paschen
0,1856	1,50940		1,4733	1,42641
0,1931	50205		1,5715	42596
0,19881	49629		1,7680	42507
0,20243	49326	1,49332	1,9153	42437
0,20610	49041	49031	1,9644	42413
0,20988	48765	48735	2,0626	42359
0,21441	48462	48444	2,1608	42308
0,21935	47150		2,3573	42199
0,22645	47762		2,5537	42088
0,23125	47517		2,6519	42016
0,25713	46476	46450	2,9466	41826
0,27467	45958	45927	3,2413	41612
0,32525	44987	44988	3,5359	41379
0,34015	44775		3,8306	41120
0,34655	44697		4,1252	40855
0,36009	44535		4,7146	40238
0,39681	44214		5,3036	39529
0,41012	44121		5.8932	38719
0,48607	43713	} Paschen	6,4825	37819
0,58932	43392		7,0718	36805
0,65618	43257		7,6612	35680
0,68671	43200		8,2505	34444
0,71836	43157		8.8398	33079
0,76040	43101		9,4291	31612
0,8840	45982	} Paschen		
1,1786	42787			
1,3756	42690			

Die Brechungsexponenten lassen sich, wie bereits in § 300 erwähnt, durch die Formel

$$n^2 = a^2 + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} - \frac{M_1}{\lambda_1^2 - \lambda^2}$$

mit den Constanten

$$a^2 = 6{,}09651$$
$$M_1 = 5114{,}65 \qquad M_2 = 0{,}0061386$$
$$\lambda_1^2 = 1260{,}56 \qquad \lambda_2^2 = 0{,}008840$$

darstellen. Noch besser schliesst sich nach Paschen [186] die Abkürzung

$$n^2 = A^2 + \frac{M_3}{\lambda^2 - \lambda_2^2} - k\lambda^2 - h\lambda^4$$

mit den Constanten

$$A^2 = 2{,}03888$$
$$M_3 = 0{,}006166 \qquad k = 0{,}003200$$
$$\lambda_2^2 = 0{,}0086959 \qquad h = 0{,}0000029195$$

den Beobachtungen an.

Verzichtet man auf die Darstellung des Ultravioletts jenseits 0,32525, so lässt sich mit Hülfe der Constanten

1) Es ist nur ein Theil der Zahlen angeführt; bei $n = 1{,}48444$ findet sich ein Druckfehler in der Tabelle bei Simon p. 553 und 554, es heisst einmal 44, das andere Mal 49. Die Zahlen von Paschen gelten für Temperaturen zwischen 14,9° und 18°.

$$A^2 = 2{,}03882$$
$$M_3 = 0{,}00621828 \qquad k = 0{,}00319987$$
$$\lambda_2^2 = 0{,}007706 \qquad h = 0{,}0000029160$$

eine noch bessere Verwerthung der Zahlen für das Ultraroth erzielen.

Für die Abhängigkeit des Brechungsexponenten des Flussspathes von der Temperatur gilt das bereits bei den Gläsern ausgeführte. In der dort gegebenen Tabelle findet man zugleich von Pulfrich herrührende Zahlen; für weiteres Material vergleiche man Reed, sowie Nr. 194, 195, 62, 14, 71, der Uebersicht.

362. Die Absorptionsverhältnisse des Fluorits im Ultraviolett sind durch Schumann bekannt, der in dem Flussspath das einzige für die äussersten Wellenlängen durchsichtige Material entdeckte. So wissen wir, dass bis 1000 A. E. etwa der klare Schweizer Flussspath [1] als recht farblos zu bezeichnen ist. Nicht so im Ultraroth; hier beginnt bei 9 μ etwa die Absorption, die zuerst von Paschen bemerkt und gemessen wurde.[1]) Die genauere Untersuchung weiter hinaus ins Ultraroth führte dann wieder Rubens mit Hülfe der Methode der Reststrahlen aus [209 p. 700]. Rubens und Trowbridge finden, dass die Durchlässigkeitscurve des Fluorits bei 11 μ etwa steil abfällt, während sich als Wellenlänge der Reststrahlen etwa 24 μ ergiebt [208, 209].[2])

363. Der **Sylvin** wurde zuerst von Magnus [143, 146] und Knoblauch [114] zu Untersuchungen über strahlende Wärme verwendet. Er wurde dann im Ganzen wenig benutzt, bis Rubens sich die ausserordentliche Durchsichtigkeit des Sylvins für ultrarothe Strahlen, die sogar noch diejenige des Steinsalzes übertrifft, nutzbar machte.

Die Brechungsexponenten sind nach Rubens [205]

λ in μ	n
0,434	1,5048
0,486	1,4981
0,589	1,4900
0,656	1,4868
0,940	1,4805
1,584	1,4761
2,23	1,4745
3,20	1,4727
4,05	1,4716
4,81	1,4705
5,31	1,4695
5,95	1,4882
7,08	1,4653
20,60	1,3882
22,5	1,369

Die Formel $n^2 = a^2 + \dfrac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - k\lambda^2$ giebt mit den Constanten

$$a^2 = 2{,}1738, \quad M_1 = 0{,}0150, \quad \lambda_1^2 = 0{,}0234, \quad \varkappa = 0{,}000539$$

1) Schon Rubens und Snow stiessen [201] auf die Grenze des Flussspathspectrums bei 8 μ, ohne sie jedoch als Beginn einer Absorption hervorzuheben.

2) Man vergl. ferner [213, 42, 43, 166].

die bis $\lambda = 7{,}08\,\mu$ gemessenen Werthe bis auf eine Einheit der vierten Decimale wieder.[1])

Hinsichtlich des Temperatureinflusses gilt das schon bei den Gläsern ausgeführte. Man vergleiche die dort gegebene Tabelle (ausserdem [194, 236]).

364. Der Sylvin besitzt zwei Absorptionsbanden bei $\lambda = 3{,}20$ und $\lambda = 7{,}08$ Ausserdem hat er bei 61 μ ein Gebiet starker Absorption, wie Rubens und Aschkinass mit der Methode der Reststrahlen nachwiesen. Bei 13 μ beginnt die Absorption und nimmt langsam zu, so dass Sylvin noch bei 23,7 μ die gleiche Durchlässigkeit zeigt, wie Steinsalz bei 18,5 μ. Die mittlere Wellenlänge der Reststrahlen ist 61,1 μ.[2])

365. Eine weit ausgedehntere Anwendung, als der Sylvin, hat das **Steinsalz** als Prismenmaterial gefunden. Der Grund dafür lag in der schon von Melloni bemerkten und benutzten Durchsichtigkeit für Wärmestrahlen, in der Häufigkeit des Minerals und in der verhältnissmässig grossen Dispersion, welche das Steinsalz im sichtbaren Spectrum aufweist. Unter den zahlreichen Messungen des Brechungsexponenten [18, 68, 75, 126, 127, 101, 111, 200, 213, 205, 202, 184, 165, 13] sind diejenigen von Langley, welche bis zu 5 μ reichen, am meisten benutzt worden. Langley findet

für $\lambda = 0{,}5890\,\mu$ $\quad n = 1{,}54418$
„ $\lambda = 1{,}1780\,\mu$ $\quad n = 1{,}5301$
„ $\lambda = 1{,}7670\,\mu$ $\quad n = 1{,}5272$
„ $\lambda = 2{,}3560\,\mu$ $\quad n = 1{,}5254$
„ $\lambda = 2{,}9451\,\mu$ $\quad n = 1{,}5243$
„ $\lambda = 3{,}5341\,\mu$ $\quad n = 1{,}5227$
„ $\lambda = 4{,}1231\,\mu$ $\quad n = 1{,}5215$
„ $\lambda = 4{,}7121\,\mu$ $\quad n = 1{,}5201$
„ $\lambda = 5{,}3011\,\mu$ $\quad n = 1{,}5186.$

Weiter reichen die Messungen von Rubens [200, 202, 205, 213]. Nach denselben ist

λ	n
0,434	1,5607
0,485	5531
0,589	5441
0,656	5404
0,840	5345
1,281	5291
1,761	5271
2,35	5255
3,34	5233
4,01	5216
4,65	5197
5,22	5180
5,79	5159
6,78	5121
7,22	5102
7,59	5085
8,04	5064
8,67	5030
20,57	1,3735
22,3	1,3403

1) Man vergl. ferner [202, 205, 213, 236, 242, 243, 83].
2) Dazu [205, 206, 208, 209, 143, 146].

Die letzten beiden Werthe sind mit Hülfe der Reststrahlen des Quarzes und des Flussspathes bestimmt.

Die Formel

$$n^2 = a^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - k\lambda^2$$

giebt mit den Constanten

$$a^2 = 2{,}3285, \quad M_1 = 0{,}018496, \quad \lambda_1^2 = 0{,}01621, \quad k = 0{,}000920$$

das Rubens'sche Zahlenmaterial bis zu dem Striche in der Tabelle wieder.

366. Bezüglich der Abhängigkeit des Brechungsexponenten von der Temperatur berufen wir uns wieder auf das bereits bei den Gläsern Ausgeführte, sowie auf die dort nach Pulfrich angegebenen Zahlen. Im Uebrigen verweisen wir auf die citirte Literatur [194, 195, 236, 117].

Da man das Steinsalz nur in den weniger brechbaren Theilen des Spectrums verwendet, so bietet auch seine Absorption nur dort Interesse. Sie ist von Rubens und Trowbridge untersucht worden. Bei 12 μ besitzt das Steinsalz in einer Schichtdicke von 1 cm bereits starke Absorption, die bei 20 μ nahezu vollständig wird. Die Reststrahlen haben die Wellenlänge $\lambda = 51\ \mu$.[1])

367. Als Prismenmaterial besitzt weiterhin namentlich der **Quarz** grosse Wichtigkeit, besonders wegen seiner Durchsichtigkeit im Ultraviolett, die bis 1800 A. E. reicht. Er ist darum auch schon fast bei den ersten Untersuchungen der ultravioletten Spectra benutzt worden. Das besondere krystallographische Interesse, welches ausserdem die Drehung der Polarisationsebene im Quarze bot, war die Veranlassung, dass sich eine sehr grosse Anzahl Physiker mit der Messung der Brechungsexponenten befassten [51, 56, 60, 61, 63, 87, 115, 116, 119, 132, 133, 134, 149, 150, 165, 193, 200, 205, 213, 215, 217, 221, 225, 227, 231, 232, 233, 234, 235, 256, 257]. Ausführlichere Zahlenangaben findet man z. B. bei Landolt-Börnstein. Wir begnügen uns, ein Zahlenbeispiel nach Rubens [200, 205] zu reproduciren, welches ein besonders grosses Stück des Spectrums umfasst. Rubens findet

λ in μ	n	λ	n
0,19881	1,65070	2,327	1,5156
0,23125	61402	2,59	5101
0,27467	58750	2,84	5039
0,31798	57290	3,03	4987
0,35818	56400	3,18	4944
0,40458	557059	3,40	4879
0,43409	553869	3,63	4799
0,48616	549606	3,80	4740
0,53496	546633	3,96	4679
0,58932	544147	4,09	4620
0,65633	541807	4,20	4569
0,76824	538930	5,0	417
1,160	5329	5,8	368
1,617	5272	6,45	274
1,969	5216	7,0	167

1) Ausserdem [3, 58, 101, 111, 113, 114, 115, 144, 147, 155, 156, 157, 162, 166, 192, 200, 206, 208, 209, 213, 237, 260].

Die Brechungsexponenten bis zum Strich werden dargestellt durch die Formel

$$n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \frac{M_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2}$$

mit den Constanten

$b = 3,4629$, $M_1 = 0,010654$, $\lambda_1^2 = 0,010627$, $M_2 = 111,47$, $\lambda_2^2 = 100,77$.

Die Aenderung des Brechungsexponenten mit der Temperatur wird wieder von dem getroffen, was bei den Gläsern ausgeführt wurde; in der dort gegebenen Tabelle ist auch der Quarz mit enthalten. Für weiteres Material vergleiche man die Literaturübersicht [59, 60, 61, 62, 63, 72, 73, 148, 167, 168, 194, 195, 217].

368. Für die gewöhnlichen ultravioletten Strahlen, die noch durch Luft gehen, ist der Quarz vollkommen durchlässig. Nach Schumann [229] beginnt seine Absorption etwa bei 1800 A. E. Im ganzen sichtbaren Spectrum bewährt sich weiter die Farblosigkeit; erst im Ultraroth treten Absorptionsstreifen mit metallischer Reflexion auf, welche nach Rubens und Nichols die Wellenlängen

$$\lambda = 8,85\,\mu, \quad \lambda = 9,02\,\mu \quad \text{und} \quad \lambda = 20,75\,\mu$$

haben. Es genügen aber in dem Gebiete von $4,5\,\mu$ bis jenseits $24,4\,\mu$ schon Schichtdicken von wenigen Millimetern, um sämmtliche Wärmestrahlen auszulöschen. Weiter im Ultraroth wird der Quarz jedoch wieder durchlässig. Von den Reststrahlen des Steinsalzes ($\lambda = 51,2\,\mu$) gingen bei Rubens und Aschkinass [213] etwa 61 % durch eine 0,5 mm dicke Quarzplatte, von den Reststrahlen des Sylvins ($\lambda = 61,1\,\mu$) sogar 77 %. Der Brechungsexponent würde für $\lambda = 61,1\,\mu$ ungefähr 2,12 sein.[1])

Ueber die Eigenthümlichkeiten, welche der Quarz durch das Zusammenwirken von Doppelbrechung und Circularpolarisation zeigt, ist bereits im § 294 berichtet worden.

369. Zum Schlusse dieser Aufzählung von Prismensubstanzen bleibt noch der **Kalkspath** zu erwähnen, welcher früher, z. B. von Cornu bei seiner Messung des ultravioletten Sonnenspectrums, häufiger zu spectroscopischen Zwecken benutzt wurde. Namentlich geschah dies mit Rücksicht auf die grössere Durchlässigkeit für ultraviolette Strahlen, die der Kalkspath gegenüber den Gläsern besitzt. Es zeigte sich jedoch die Ueberlegenheit des Quarzes und dieser Umstand mag es im Verein mit den Nachtheilen der starken Doppelbrechung bewirkt haben, dass Kalkspathprismen gegenwärtig so wenig zu spectralanalytischen Untersuchungen gebraucht werden. Wir dürfen uns daher wohl mit dem Hinweis auf die bei diesem Mineral ebenfalls besonders umfangreiche Literatur begnügen [26, 27, 29, 30, 32, 47, 64, 65, 66, 68, 69, 93, 94, 149, 167, 165, 176, 203, 216, 217, 222, 250, 256, 257 — 171 — 64, 65, 66, 71, 93, 167, 176, 195, 217, 250].

370. Das zahlreiche Material, welches rücksichtlich der Prismenformen vorliegt, lässt sich nicht wohl in befriedigender Weise classificiren, da bald die

1) Man vergl. ferner [70, 160, 182, 173, 174, 199, 200, 213, 215, 229, 230].

Form, bald der Zweck für den Zusammenhang maassgebend ist. Wir begnügen uns daher mit der folgenden, rein practischen Zwecken Rechnung tragenden Eintheilung:

1. Einzelne Prismen aus festen Substanzen.
2. Einzelne Prismen zur geraden Durchsicht.
3. Mehrere selbständig bewegliche Prismen.
4. Starr verbundene Prismen.
5. Starr verbundene Prismen zur geraden Durchsicht.
6. Flüssigkeitsprismen.
7. Besondere Prismenformen, wie Prismen mit veränderlichem Winkel, Zonen- und Schichten-Prismen etc.

371. Von den Einzelprismen ist das gleichschenklige von jeher am meisten benutzt worden und bei passender Wahl des brechenden Winkels[1]) auch wohl im allgemeinen das practischste.

Die Formeln für die auflösende Kraft, die Dispersion, das Krümmungsvermögen etc. eines gleichschenkligen Prismas sind bereits in den §§ 310, 300, 322 ausführlich erörtert worden.

Wie man im Einzelnen das Material, die Grösse, den brechenden Winkel, etc. wählt, hängt ganz von den Bedingungen des betreffenden Falles ab. Regeln dafür findet man in Kap. V.

Ueber die Herstellungsweise von Prismen aus Steinsalz sehe man Brashear[2])

Durch den Schleifprocess sind die Prismenflächen leicht ein wenig convex; stärker nach den Rändern zu und um so mehr, je weicher das Prismenmaterial ist.[3])

Wie bereits im § 348 erwähnt wurde, schwärzt man zur Vermeidung von falschem Lichte am besten die nicht benutzten Prismenflächen, oder man polirt die Basisfläche, giebt ihr aber eine gewisse Neigung gegen die brechende Kante.[4])

372. Ausser dem gleichschenkligen wird besonders das Halbprisma benutzt, d. h. ein Prisma, das die Hälfte eines gleichschenkligen bildet und das dadurch entsteht, dass man den Einfallswinkel gleich Null werden lässt und nun das überflüssige Stück des Prismas abschneidet. (Man vergl. Fig. 100.)

Die Eigenthümlichkeiten eines Halbprismas hinsichtlich seiner Vergrösserung, Dispersion etc. sind namentlich von Christie[5]) und Thollon[6]) genauer

---

1) Man vergl. Kap. 5.

2) J. A. Brashear, On a practical method of working rock-salt surfaces for optical purposes. Science **6**. p. 207 (1888) — ferner S. P. Langley, Optical properties of rock-salt. Amer. J. (3) **30**. p. 477—481 (1885).

3) Ueber die Grösse der erlaubten Abweichungen und ihren Einfluss sehe man § 343.

4) A. Cornu, Nouvelle méthode de taille de prismes de réfraction. Arch. sc. phys. et nat. (4) **4**. p. 391—392 (1897).

5) M. Christie, On the magnifying-power of the half-prism as a means of obtaining great dispersion and on the general theory of the half prism spectroscope. Proc. Roy. Soc. **26**. p. 8—40 (1877).

6) L. Thollon, Théorie du nouveau spectroscope à vision directe. C. R. **86**. p. 595—598 (1878).

untersucht worden. Sie ergeben sich unmittelbar aus den Formeln, wenn man e_1 resp. $e_2 = 0$ setzt. Man sieht alsdann, dass das Halbprisma seinen Namen nicht mit Unrecht führt; Ablenkung, Auflösung etc. sind halb so gross wie bei einem gleichschenkligen Prisma, das sich in der Minimumstellung befindet.

In den meisten Fällen wird jedoch nicht ein einfaches Halbprisma für sich allein benutzt, sondern es dient, wie von Rayleigh u. a. empfohlen,[1]) als Beginn und Schluss eines Prismensatzes. Nimmt man zwei Halbprismen, die zusammen ein gleichschenkliges Prisma bilden, so entsteht das Thollon'sche Prismenpaar, von welchem noch weiterhin die Rede sein wird. Wendet man endlich das Princip der Autocollimation an, so erhält man das in der Fig. 100 dargestellte Prisma, dessen sich besonders Abbe[2]) zur Construction der nach ihm benannten Spectralapparate bedient. S ist der einfallende und zugleich zurückkehrende Strahl, ABC der Querschnitt des Prismas, dessen Rückenfläche AC versilbert ist, Collimator und Fernrohr fallen zusammen und jede Linie ist im Minimum der Ablenkung, wenn sie mit dem Fadenkreuz zusammenfällt. Dispersion, Auflösung etc. sind dieselben, wie bei einem gleichschenkligen Prisma von dem doppelten brechenden Winkel. Genaueres über die mit solchen Prismen ausgestatteten Instrumente, welche namentlich zu relativen Messungen bequem sind, findet man in Kap. V.

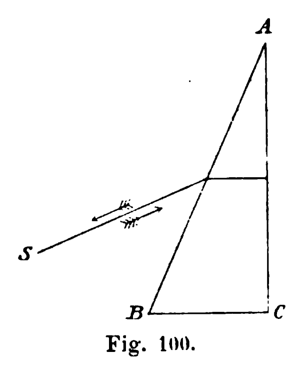


Fig. 100.

373. Der Umstand, dass bei gewöhnlichen Prismen stets eine Ablenkung des Strahles stattfindet, dass das Fernrohr etc., somit stets nach einer anderen Richtung gewendet werden muss, als die, in welcher die zu prüfende Lichtquelle direct gesehen wird, ist namentlich bei astrophysikalischen Untersuchungen von jeher als Unbequemlichkeit empfunden worden. So erklären sich die zahlreichen Versuche, durch besondere Constructionen die dispergirten Strahlen in ihre ursprüngliche Richtung zurückzulenken, die sich entweder auf die Anwendung von Spiegeln oder auf die Verschiedenheit des Dispersionsganges bei den einzelnen Prismensubstanzen stützen.

Die nöthigen Spiegelungen können zunächst ausserhalb des dispergirenden Prismas vorgenommen werden. Die einschlägigen Apparate findet man in Kap. V; oder man benutzt die Totalreflexion in dem Körper des Prismas selbst.

374. Die Figuren 101—107 stellen derartige Prismenformen dar. Die

---

1) Lord Rayleigh, Investigations in optics, with special reference to the spectroscope. Phil. Mag. (5) **9**. p. 40—55 (1880).

2) Das Princip wurde zuerst von J. Duboscq, dann von O. Littrow, [über eine neue Einrichtung des Spectralapparates, Wien. Ber. **47**. II, p. 26—32 (1863)] zur Construction von Spectralapparaten benutzt. Zu den Abbe'schen Apparaten [E. Abbe, Neue Apparate zur Bestimmung des Brechungs- und Zerstreuungsvermögens fester und flüssiger Körper, Jena 1874 bei Mauke 79 u. f.] vergl. man das in Kap. V über Autocollimation Ausgeführte.

Prismen Fig. 101, 102 und 103 rühren von Kessler [1]) her. Das Prisma Fig. 101 ist vierseitig. Das Licht wird bei B und B_1 gebrochen, bei R und R_1 reflectirt. Für n = 1,64 muss α den Werth 110° 9′, der gegenüberliegende Winkel den

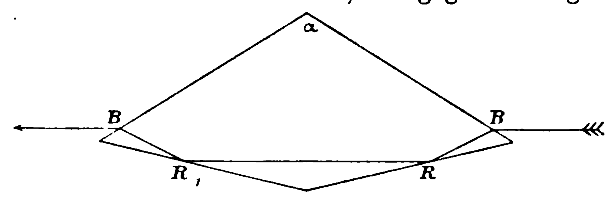


Fig. 101.

Werth 154° 55′, die Prismenwinkel R und R_1 den Werth 47° 28′ haben. Das Prisma wirkt wie ein gewöhnliches Prisma von dem brechenden Winkel $\alpha' = \gamma - 2\beta$, wenn man unter γ den α gegenüber liegenden Winkel und unter β die spitzen Winkel versteht, wie leicht aus der Figur zu ersehen.

Fig. 102 zeigt ein Prisma mit rhombischem Querschnitt. Die Strahlen können zwei Wege einschlagen, je nachdem sie oberhalb oder unterhalb A

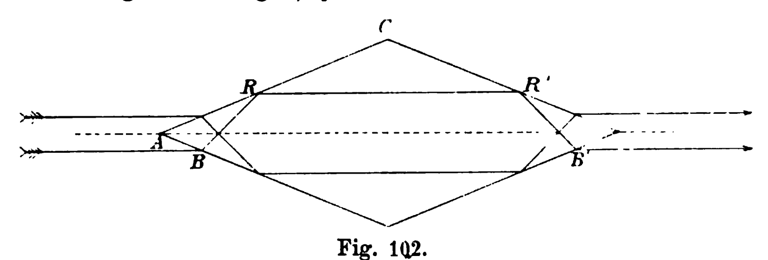


Fig. 102.

auffallen; Reflexionen finden statt bei R und R', Brechungen bei B und B'. Der Winkel bei C ist angenähert 143°.

Endlich stellt Fig. 103 den Querschnitt eines fünfseitigen Prismas dar. Jeder Strahl erleidet eine zweimalige Brechung und vierfache Reflexion. Die

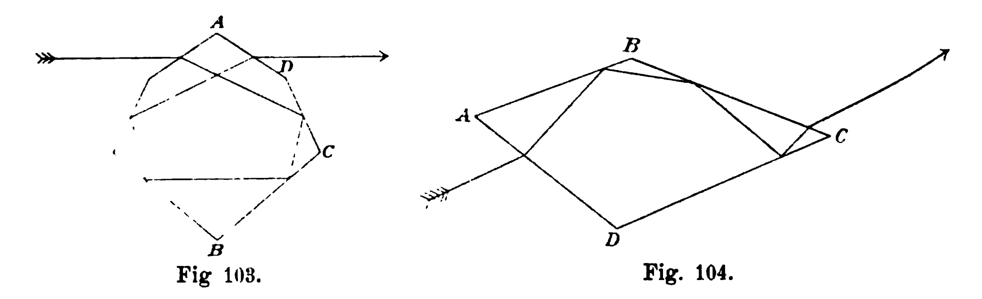


Fig 103. Fig. 104.

Winkel bei B und C sind für n = 1,64 ungefähr 120° 32′, der Winkel bei A gleich 100° 10′.

Weitere Einzelprismen oder Combinationen solcher Prismen für gerade

1) F. Kessler, Ueber das einfache euthyoptrische Spectroscop. Pogg. Ann. **151**. p. 507—510 (1874).

Durchsicht sind von Emsmann,[1]) Herschel,[2]) Goltzsch[3]) und Ricco[4]) angegeben worden.

Das Prisma von Emsmann ist ebenfalls vierseitig; Fig. 104 zeigt den gewünschten Strahlengang. Die Winkel sind: A = 45°, B = 152°, C = 31°, D = 132°.

Für einen Brechungsexponenten n — 1,642 muss der Einfallswinkel an der ersten Fläche gleich 30° 49′ sein, damit der austretende Strahl dem einfallenden parallel sei. Endlich müssen die Viereckseiten in einem bestimmten Verhältniss stehen und zwar muss ungefähr sein AB = AD, CD = 1,5 AD.

Herschel verwendet zwei gleiche Prismen, deren jedes für sich wieder für gerade Durchsicht eingerichtet ist.

Fig. 105 zeigt den Strahlengang. ABC ist ein rechtwinkliges Prisma; der rechte Winkel liegt bei B. Der Winkel bei A ist für Flintglas ungefähr 20° 5′ und die Strahlen fallen unter einem Winkel von 45° auf. Bei Anwendung nur eines Prismas resultirt die seitliche Verschiebung q des Bündels, die man jedoch, wie die Figur zeigt, durch Anwendung eines zweiten Prismas beseitigen kann.

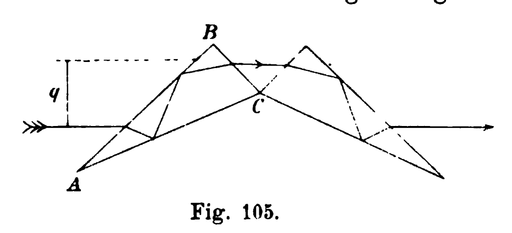


Fig. 105.

Eine umständlichere Modification der Herschel'schen Prismen stellen die Prismen von Goltzsch dar, von welchen zwei nöthig sind, um die Strahlen in ihre Bahn zurückzulenken, weitere zwei, um die seitliche Verschiebung aufzuheben. Fig. 106 zeigt zwei solche Einzelprismen. Der Winkel bei C ist gleich 90°, der bei B gleich 60° und der bei A gleich 30°. Das Dreieck BDF zeigt die Entstehungsweise von ABC; man sieht zugleich, dass das Prisma wirkt, wie ein gewöhnliches Prisma von 60°, und dass zugleich die Strahlen immmer im Minimum der Ablenkung hindurch gehen; ferner ist die Ablenkung des zum zweiten Male gebrochenen Strahles von seiner ursprünglichen

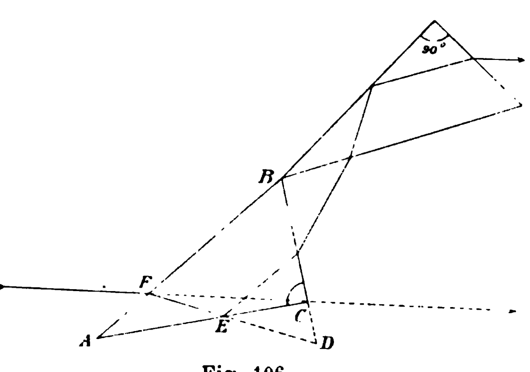


Fig. 106.

1) H. Emsmann, Ein Spectroscop à vision directe mit nur einem Prisma. Pogg. Ann. **150**. p. 636—640 (1873).

2) A. S. Herschel, Direct vision spectroscope by double internal reflection. Intellectual Observer **7**. p. 444—447 (1865); auch Amer. J. (2) **39**. p. 232 (1865). — Mondes **7**. p. 132 (1865). Monit. sc. **7**. p. 259 (1865).

3) H. Goltzsch, Spectroscop mit constanter Ablenkung. Rep. d. Phys. **18**. p. 188—190 (1882).

4) A. Ricco, Combinazioni spectroscopiche a visione diretta. Mem. Soc. Spett. St. **8**. p. 21—34, p. 87 (1879). — Zs. f. Instrkd. **2**. p. 105 (1882).

Richtung constant gleich 60°, da die Wirkungen der beiden Brechungen, — abgesehen von der Dispersion, sich herausheben.

Die Construction von Ricco endlich stellt ein Mittelding zwischen äusserer und innerer Spiegelung dar. abc ist ein gewöhnliches gleichschenkliges Prisma von 60° (Fig. 107). Das Prisma B dient dazu, zwei weitere Brechungen zu liefern und zugleich die Strahlen um ihren Ablenkungswinkel im ersten Prisma zurück zu drehen. Die Figur erläutert den Strahlengang. Für n = 1,63, hat man ∢ A = 60°, ∢ B = 109° 11′, ∢ C = 35° 25′, ∢ D = 95° 25′ Seite CD = 2,08 AB. Die Dispersion ist die gleiche, wie die zweier Prismen von 60°.

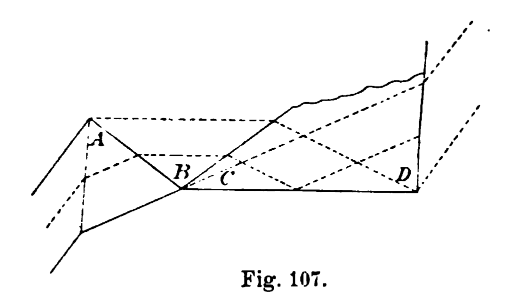


Fig. 107.

Eine weitere, dem Prisma von Ricco ähnliche Construction ist neuerdings von Pellin und Broca angegeben worden.

Das Prisma ist vierkantig und giebt zwei Brechungen und eine totale Reflexion.

Man kann es zusammensetzen aus einem rechtwinkligen Prisma, dessen spitze Winkel gleich 60° resp. 30° und aus einem spitzwinkligen Prisma mit den Winkeln 60°, 45° und 75°. Das resultirende Prisma hat die Winkel 90°, 60°, 135° und 75° und ertheilt den Strahlen, welche an der kürzeren Begrenzungsfläche des rechten Winkels so gebrochen werden, dass sie die Verbindungsfläche der Winkel 75° und 135° unter 45° treffen, die constante Ablenkung 90°. Die Wirkung des Prismas von Pellin und Broca ist die eines Prismas von 60°. Durch Combination mehrerer derartiger Prismen lässt sich die Auflösung steigern und zugleich eine beliebig grosse constante Ablenkung erzielen.[1])

Die meisten der besprochenen Einzelprismen à vision directe sind in der Praxis fast gar nicht benutzt worden; und mit gutem Grunde. Die Menge der benutzten Flächen, die inneren Reflexe, die Eingeschränktheit des Spectrums, die Schwierigkeit, die Kanten parallel zu halten und die Winkel zu treffen, lassen den genannten Constructionen nur ein mehr theoretisches Interesse.

375. Will man grössere auflösende Kraft erreichen, als mit einem einzigen Prisma von mässigen Dimensionen möglich ist, so stellt man mehrere Einzelprismen hinter einander. Der Gang der Vergrösserung, der Dispersion, der Reinheit, der Linienkrümmungen etc. ist bereits in den Formeln der §§ 298 bis 332 gegeben. Ueber die mechanischen Constructionen, die Einstellung auf das Minimum der Ablenkung und die Bedingungen der Anwendbarkeit findet man Genaueres in Kap. V.

1) Man vergl. hierzu Kap. V. über festarmige Spectroscope.

Wir wollen hier nur die Young-Thollon'schen Prismenpaare[1]) besprechen, welche zwar auch in jenen allgemeineren Constructionen enthalten sind, aber doch eine gewisse Einheit mit besonderen Eigenthümlichkeiten bilden.[2])

Fig. 108 stelle den Querschnitt zweier congruenter Prismen ABC und A'B'C dar, die um ihre gemeinsamen Kante drehbar sind. Den Winkel Δ nennt Thollon den Winkel des Paares. Mo und No sollen die Strahlen bedeuten, welche von den Rändern des Spaltes kommen. Nennen wir weiter die

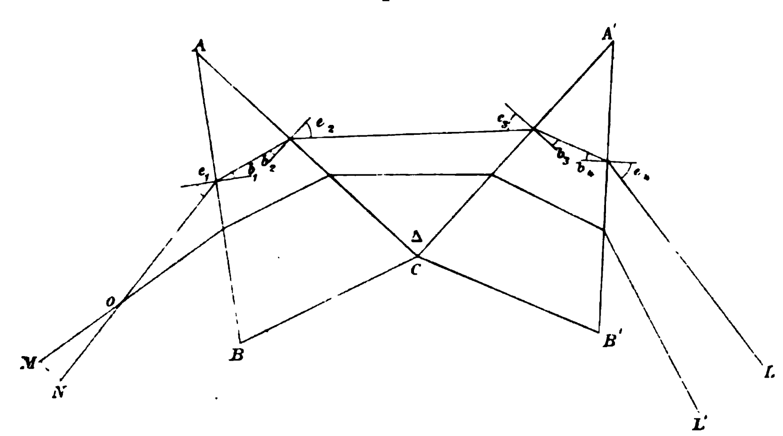


Fig. 108.

Einfalls- resp. Brechungswinkel in der Bezeichnungsweise des § 252 e_1, b_1; b_2 e_2; e_3, b_3; b_4, e_4, so wird nach § 249 die Angularvergrösserung

$$W = \frac{\cos e_1 \cos b_2 \cos e_3 \cos b_4}{\cos b_1 \cos e_2 \cos b_3 \cos e_4}$$

dazu ist

$$\Delta = e_2 + e_3.$$

Stehen die Prismen einzeln im Minimum der Ablenkung, so ist $W = 1$. Das gleiche findet aber auch noch statt, wenn $e_1 = e_4 = 0$, wenn also die Strahlen senkrecht ein- und austreten, wie man leicht durch Einsetzen sieht. Der Winkel MoN bleibt somit durch das Prismensystem ungeändert und unsere Prismen reduciren sich mit Weglassung der überflüssigen Stücke auf zwei Halbprismen, deren Hypotenusenflächen sich bei C schneiden.

Weiter wird nach § 302, wenn die Winkel bei A und A' gleich α gesetzt werden

$$\frac{\partial D}{\partial \lambda} = \frac{dn}{\partial \lambda}\left(\frac{\sin\alpha}{\cos b_1 \cos e_2} \cdot \frac{\cos e_3 \cos b_4}{\cos b_3 \cos e_4} + \frac{\sin\alpha}{\cos b_3 \cos e_4}\right)$$

---

1) L. Thollon, Théorie du nouveau spectroscope à vision directe. C. R. **86**. p. 595—598 (1878).

2) Man vergl. Kap. V, sowie C. A. Young, Spectroscopic notes. J. of the Franclin Instit. **62**. p. 348—360 (1871). — Nat. **5**. p. 85—88 (1871). — L. Mouton, Sur la mésure des longueurs d'ondulation des radiations infra-rouges. Ann. chim. phys. (5) **18**. p. 145—189 (1880). — J. L. Schönn, Ueber ultraviolette Strahlen. Wied. Ann. **9**. p. 483—492, **10**. p. 143—148 (1880).

Steht jedes Prisma einzeln im Minimum der Ablenkung, so giebt Gl. (75) § 303

$$\frac{\partial D}{\partial \lambda} = \frac{dn}{d\lambda} \frac{4 \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} = \frac{4}{n} \operatorname{tg} e_1 \frac{dn}{d\lambda}.$$

Ist dagegen $e_1 = e_4 = 0$, so dass man zwei Halbprismen benutzt, deren System im Minimum der Ablenkung durchlaufen wird, so ist

$$\frac{\partial D}{\partial \lambda} = \frac{dn}{d\lambda} \cdot \frac{2 \sin \alpha}{\cos b_3} = \frac{dn}{d\lambda} \operatorname{tg} \alpha.$$

Aendert man also den Winkel $\varDelta$ jedesmal so, dass die Bedingung $e_1 = e_4 = 0$ erhalten bleibt, verbindet man z. B. jedes der Halbprismen starr mit Collimator und Fernrohr und legt die Drehungsaxe in die Halbirungslinie des Winkels $\varDelta$, so hängt die Dispersion nur noch von der constanten Grösse $\operatorname{tg}\alpha$ und von der Substanzdispersion ab und ist dieser direct proportional.

Diese Eigenschaft im Verein mit der Bequemlichkeit der Aufstellung machen die Prismenpaare für viele Zwecke sehr brauchbar und haben bewirkt, dass sie häufiger angewandt worden sind. Es ist dabei hin und wieder auf Grund der Angabe, die Dispersion sei constant, die irrige Ansicht ausgesprochen worden, als ob das Spectrum eines Thollon'schen Paares normal sei. Dies ist jedoch, wie die obigen Formeln zeigen, nicht der Fall.

Hinsichtlich der auflösenden Kraft ist ein Paar einem einfachen Prisma von dem doppelten brechenden Winkel eines der beiden Prismen gleichwertig.

376. Während man bei den Prismenpaaren, wie bei den meisten Sätzen aus einfachen Prismen die eingeschlossenen Luftwinkel veränderlich nimmt, beruht ein zweites Constructionsprinzip, das mannigfachen Zwecken dienstbar gemacht wird, darauf, die einzelnen Prismen starr mit einander zu verbinden. Es wird dabei meist die Luft ausgeschlossen, indem die Luftprismen durch feste Prismen ersetzt werden, die man nun sämmtlich mit ihren Flächen verkittet.

Als Hauptzwecke, zu welchen derartige Constructionen ausgeführt wurden, lassen sich die Benutzbarkeit eines möglichst grossen brechenden Winkels und die Geradsichtigkeit des Systems für eine mittlere Farbe bezeichnen.

Ihren Ausgangspunkt nahmen die hierhergehörigen Versuche von dem Problem des Achromatismus der Linsen, dessen Unlösbarkeit Newton behauptet hatte. Blair, Clairaut, Boscovich[1]) u. a. suchten demgegenüber achromatische Prismen zu construiren, welche Ablenkung ohne Dispersion geben.

Mit der Lösung dieser Aufgabe war dann auch die Möglichkeit einer Construction gezeigt, die ein Spectrum erzeugte, ohne einen mittleren Strahl abzulenken.

Den zuerst genannten Zweck, Steigerung der Dispersion eines einzelnen

1) Für die höchst interessante Geschichte dieses Problems sehe man z. B. S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893 bei Trewendt.

Prismas, verfolgen die von Browning[1] und Rutherford[2] angegebenen Formen.

Das von Browning construirte Prisma zeigt Fig. 109. ABC ist ein stark dispergirendes Prisma etwa aus Flintglas, von einem solchen Winkel, dass kein Licht mehr hindurchgehen könnte, sondern alles reflectirt würde. Dem Flintprisma sind zwei kleine, congruente Crownglasprismen ABD und ACE aufgekittet, die vermöge ihrer geringeren Dispersion und ihrer spitzen Winkel bei B und C die Dispersion nicht beträchtlich verringern, dagegen den Durchgang des Lichtes ermöglichen, die Einfallswinkel an den brechenden Flächen verkleinern, den Lichtverlust dadurch vermindern und das empfindliche Flintglasprisma vor schädlichen Einflüssen schützen sollen.

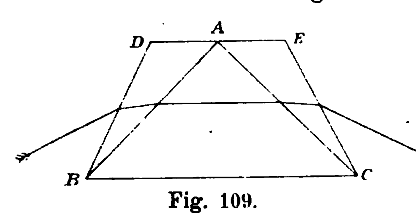


Fig. 109.

Der Strahlengang etc. in einem solchen Compoundprisma wird durch die Formeln der §§ 262, 270, 313, 323 dargestellt und lässt sich aus ihnen für jeden bestimmten Werth des brechenden Winkels etc. entnehmen. Weitere specielle Berechnungen des Krümmungsvermögens[3] und der Verschiebung des Vereinigungspunktes[4] convergenter Strahlen findet man bei Hepperger.

Die Compoundprismen waren lange Zeit viel in Gebrauch und galten für wesentlichen Vortheil bringend gegenüber mehreren einfachen Prismen.

377. Gegen diese Ansicht erhob zuerst Rayleigh[5] Bedenken, indem er darauf hinwies, dass der Verlust an Dispersion und der Lichtverlust durch Absorption der Verringerung des Verlustes durch Reflexion die Wage halte.

In neuester Zeit hat nun Hartmann[6] diese Angabe Rayleighs bestätigt, indem er Compoundprismen sowohl wie einfache Prismen hinsichtlich ihrer Lichtstärke durchrechnete. Da die vollständigen Formeln für den Lichtverlust in einem zusammengesetzten Prisma völlig unübersichtlich werden, so berechnet Hartmann den Lichtverlust für verschiedene Prismen aus verschiedenem Material für eine gegebene Gesammtdispersion von Fläche zu Fläche.

---

1) J. Browning, Note on the use of compound prisms. Monthly Not. **31**. p. 203—205, (1871), **32**. p. 211—233 (1872), **33**. p. 410 (1873). Hierzu S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente, Breslau 1893 bei Trewendt, p. 153. — J. Hartmann, Bemerkungen über den Bau und die Justirung von Spectrographen. Z. f. Instrkde. **20**. p. 20 (1900).

2) L. M. Rutherford, Letter on companion to Sirius, stellar spectra and the spectroscope. Amer. J. (2) **35**. p. 71—77, p. 407—409 (1863).

3) J. v. Hepperger, Ueber Krümmungsvermögen und Dispersion von Prismen. Wien. Ber. **92**. II, p. 261—300 (1885).

4) J. v. Hepperger, Ueber die Verschiebung des Vereinigungspunktes der Strahlen beim Durchgange eines Strahlenbündels monochromatischen Lichtes durch ein Prisma mit gerader Durchsicht. Wien. Ber. **91**. II, p. 640—666 (1885).

5) Lord Rayleigh, Investigations in optics with special reference to the spectroscope. Phil. Mag. (5) **9**. p. 40—55 (1880).

6) J. Hartmann, Bemerkungen über den Bau und die Justirung von Spectrographen. Z. f. Instrkde. **20**. p. 16—27, p. 47—58 (1900).

Wird beispielsweise eine Dispersion dD von 250″ für einen Wellenlängenunterschied 10 A. E. in der Gegend der Linie H_γ verlangt, so geben

2 einfache Prismen von etwa	63°	brech.	Winkel	die	Lichtstärke	0,413,
3 „ „ „ „	55°	„	„	„	„	0,405,
2 Compound- „ „	80° u. 13°	„	„	„	„	0,391,
4 einfache „ „	47°	„	„	„	„	0,368,
1 Compound-Prisma „	100° u. 21°	„	„	„	„	0,362,
2 Compound-Prismen „	90° u. 23°	„	„	„	„	0,355,
5 einfache Prismen von etwa	4°	„	„	„	„	0,327,

wenn für das Flintglas das schwere Silicat-Flint O. 102 der Jenaer Liste und für das Crownglas das Boro-Silicat-Crown O. 144 derselben Liste verwendet wird.

Für die photographisch wirksamsten Strahlen sind somit passend gewählte einfache Prismen den Compound-Prismen entschieden überlegen. Der geringe Gewinn, den die Rutherford-Prismen vielleicht im sichtbaren Theile bringen können, und der Vortheil, der in dem Abschluss der Flächen des Flintprismas liegt, wird nach der Ansicht von Hartmann durch die Uebelstände aufgehoben, die das Verkitten der Prismen und die bei Temperaturschwankungen eintretenden Spannungen mit sich bringen.

378. Anders gestalten sich die Verhältnisse, wenn man mit den Compoundprismen noch den weiteren Zweck der Geradsichtigkeit verfolgt.

Die aus mehreren Prismen zusammengekitteten Prismensysteme à vision directe sind zuerst von Amici[1]) benutzt worden. Später führten sie dann Janssen[2]) und Hofmann[3]) erneut in die Spectroscopie ein.

Fig. 110 stellt zum Beispiel ein dreitheiliges Amici-Prisma dar. Das Prisma ACE ist aus Flintglas, die Prismen ABC und CDE sind aus Crown-

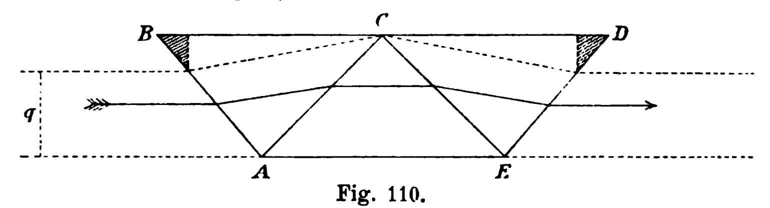


Fig. 110.

Glas, und die Winkel sind so gewählt, dass eine mittlere Wellenlänge keine Ablenkung erleidet. Die Figur deutet zugleich den Strahlengang an. Man sieht, dass die nutzbare Höhe q des abbildenden Bündels kleiner ist, als die Prismenhöhe, und dass man somit die Eckprismen um die bei B und D schraffirten Theile verkürzen kann. Man findet bei Czapski[4]) eine einfache Formel für die Basislänge dieser überflüssigen Stücke.

1) J. B. Amici, Museo fiorentino 1. p. 1 (1860)*.

2) J. Janssen, Note sur trois spectroscopes. C. R. **55**. p. 576—578 (1862). — C. R. **56**. p. 189 (1863).

3) J. G. Hofmann. Nouveau modèle de prisme pour un spectroscope à vision directe. C. R. **79**. p. 581 (1874), früher Cosmos **22**. p. 384—385 (1863).

4) S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893 bei Trewendt, p. 150.

Da die nutzbare Substanzdispersion nur durch die Differenz der Substanzdispersionen der beiden Prismensorten gegeben ist, so wendet man zur Steigerung häufig fünftheilige oder auch siebentheilige Prismen an. Die Flintglasprismen pflegen dann sämmtlich gleichschenklig und unter sich congruent zu sein, die Crownglasprismen ebenfalls, bis auf die beiden äusseren Prismen.

Auch bei den fünf- und mehrtheiligen Prismen werden durch die Veränderungen des Querschnittes der durchgehenden Bündel gewisse Stücke der Prismen überflüssig, so dass sich gleichzeitig eine Verringerung der Glasmassen und der geschliffenen Flächen, wie der Länge des Lichtweges im Glase herbeiführen lässt.

Für ein fünftheiliges Prisma hat Braun[1]) diese Verkürzungen und Verkleinerungen angegeben. Er findet dafür z. B. einen Intensitätsgewinn von 22,9 %[2]) nebst anderen Vortheilen. Die gekrümmte Gestalt, die das Prismensystem durch diese Aenderungen erhält, corrigirt Braun dadurch, dass er die Vertiefungen durch Prismen aus gewöhnlichem Glase ausfüllt, die zugleich dem Systeme besondere Festigkeit verleihen.

Der Strahlengang, die Dispersion und das Krümmungsvermögen eines Prismensatzes à vision directe wird durch die Formeln der §§ 262, 270, 313, 323 gegeben.

379. Die Wahl der Winkel der einzelnen Prismen hängt von den Glassorten und von der Lichtart ab, für welche Geradsichtigkeit stattfinden soll, und ist durch die Bedingung des geraden Durchganges einer bestimmten Linie allein nicht eindeutig bestimmt.

Gleichungen für die Prismenwinkel erhält man aus Gl. (73) p. 300, indem man für eine bestimmte Wellenlänge $D = 0$ setzt.

Dies giebt die Gleichungen

$$D = 0, \quad \frac{\partial D}{\partial \lambda} = \sum_{1}^{\varkappa - 1} \frac{d n_\varrho}{d \lambda} K_\varrho,$$

zu welchen die weitere Bedingung

$$\prod_{1}^{\varkappa} \frac{\cos e_\varrho}{\cos b_\varrho} = 1$$

hinzuzufügen ist, da die Ablenkung Null das Prismensystem offenbar zugleich in das Minimum der Ablenkung bringt.[3])

Vereinfachungen treten ein, wenn das System symmetrisch ist und die Prismenwinkel in der bereits angegebenen Weise einander gleich sind.

---

1) J. Braun, Ueber ein verbessertes Prisma à vision directe. Z. f. Instrkde. 7. p. 399—400 (1887). — Ber. Ung. Akad. 1. p. 197—200 (1887).

2) Man vergl. die Correcturen des Referenten in Z. f. Instrkde. 7. p. 400 (1887), sowie Z. f. Instrkde. 8. p. 288 (1887).

3) Man vergl. S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente. Breslau 1893 bei Trewendt, p. 146.

Berechnungen auf diesem Wege findet man z. B. bei Block[1]). Ohne Hinzufügung weiterer Bedingungen für die Grenzflächen, Winkel oder Substanzdispersionen werden die Rechnungen jedoch sehr complicirt und liefern im allgemeinen keine eindeutige Lösung.

Da bei symmetrischen Systemen das mittelste Prisma immer im Minimum der Ablenkung durchlaufen wird, so kann man, wenn die Winkel der gleichschenkligen Prismen gegeben sind, mittelst der Reusch'schen Construction die Winkel der äusseren Prismen finden, indem man, am mittleren Prisma beginnend, die Construction von Fläche zu Fläche ausführt und an der letzten den austretenden Strahl den Prismenbasen parallel zieht. Diese Construction benutzte zuerst Radau.[2])

In gleicher Weise kann man natürlich auch rechnerisch vorgehen. und das ist der Weg, der wohl in der Praxis am meisten angewendet wird. Muster und Beispiele dafür findet man z. B. bei Meisel, Steinheil und Voit.[3])

380. Specielle Rechnungen über Amici-Prismen rühren ferner von Hepperger[4]) her. Er untersucht besonders die Verschiebung des Vereinigungspunktes convergenter Strahlen durch ein dreigliedriges Prisma[5]), die bei der Verwendung eines Ocularspectroscopes von Bedeutung ist, sowie das Krümmungsvermögen[6]) von drei- und fünfgliedrigen Prismen. Endlich berechnet er die Winkel, welche man den Prismen geben muss, damit für eine mittlere Linie die Krümmung derselben verschwindet.[7]) In diesem Falle nimmt dann die Krümmung der Linien nach beiden Seiten der unabgelenkten Linie in entgegengesetztem Sinne zu. Die folgende Tabelle giebt einen Begriff von der Grösse der so gefundenen Winkel. Sie gilt für ein fünftheiliges Prisma à vision directe. Es bedeutet μ den Brechungsexponenten der Crownglasprismen, ν den der Flintglasprismen für eine bestimmte Wellenlänge; α ist der Winkel des mittleren Prismas, α' der Winkel der beiden äusseren Crownprismen. Das System ist symmetrisch und die drei inneren Prismen von gleichem brechendem Winkel.

---

1) E. Block, Beiträge zur Kenntniss der Lichtbrechung in Prismensystemen. Dissertation Dorpat 1873.

2) R. Radau, Bemerkungen über Prismen. Pogg. Ann. **118**. p. 452—456 (1863). — Ausführlicheres: A. Kurz, Beiträge zur geometrischen Optik. Z. f. Unter. **5**. p. 542 (1891).

3) F. Meisel, Lehrbuch der Optik, Weimar 1889 bei Voigt, p. 200—206. — Steinheil und Voit, Handbuch der angewandten Optik, Leipzig 1891.

4) J. v. Hepperger, Ueber Krümmungsvermögen und Dispersion von Prismen. Wien. Ber. **92**. II, p. 261—300 (1885).

5) J. v. Hepperger, Ueber die Verschiebung des Vereinigungspunktes der Strahlen beim Durchgange eines Strahlenbündels monochromatischen Lichtes durch ein Prisma mit gerader Durchsicht. Wien. Ber. **91**. p. 640—666 (1885).

6) J. v. Hepperger, Ueber Krümmungsvermögen und Dispersion von Prismen. Wien Ber. **92**. II, p. 261—300 (1885).

7) Man vergl. auch die p. 263 angegebene Literatur.

ν	$\mu = 1,51$		$\mu = 1,53$		$\mu = 1,56$	
	α	α'	α	α'	α	α'
1,62	109° 49,9'	92° 2,2'	116° 47,9'	92° 28,3'	128° 44,9'	92° 50,6'
1,63	107 5,2	91 48,3	113 42,0	16,4	124 52,9	44,7
1,64	104 30,1	34,1	110 48,2	3,8	121 20,4	36,7
1,65	102 3,6	19,9	108 5,1	91 50,8	118 4,0	27,2
1,66	99 45,0	5,8	105 31,5	37,6	115 1,2	16,7
1,67	97 33,5	90 51,9	103 6,4	24,2	112 10,2	5,4
1,68	95 28,6	38,1	100 49,0	10,8	109 29,6	91 53,7
1,69	93 29,6	24,6	98 38,5	90 57,5	106 58,2	41,6
1,70	91 36,1	11,4	96 34,4	44,4	104 35,0	29,4
1,71	89 47,7	89 58,5	94 36,2	31,5	102 19,2	17,1
1,72	88 4,0	46,0	92 43,4	18,8	100 10,2	4,8
1,73	86 24,8	33,8	90 55,5	6,4	98 7,5	90 52,5
1,74	84 49,6	22,0	89 12,3	89 54,4	96 10,4	40,4
1,75	83 18,3	10,6	87 33,4	42,6	94 18,5	28,5
1,76	81 50,6	88 59,6	85 58,5	31,2	92 31,5	16,9
1,77	80 26,3	48,9	84 27,4	20,1	90 49,0	5,5
1,78	79 5,1	38,6	82 59,9	9,4	89 10,7	89 54,4
1,79	77 46,9	28,7	81 35,6	88 59,0	87 36,3	43,5
1,80	76 31,6	19,1	80 14,5	48,9	86 5,6	32,9
1,81	75 18,9	88 9,8	78 56,4	39,2	84 38,4	89 22,6

Ausser diesen Zahlen findet man bei Hepperger noch Tabellen für $\mu = 1,5$, 1,54 und sowie die Daten zur Berechnung der Dispersion in jedem einzelnen Falle.

Die Verschiebung des Vereinigungspunktes der Strahlen eines convergenten Büschels durch ein dreitheiliges Prisma à vision directe ist schon vor Hepperger im Jahre 1872 von Camphausen[1]) untersucht worden. Sie ist veränderlich mit dem Punkte, in welchem die Mittellinie des auffallenden Bündels die erste Prismenfläche trifft und es bedarf, um sie constant zu erhalten, specieller Werthe der Prismenwinkel.

381. In ähnlicher Weise, wie die Halbprismen, die Hälften einfacher gleichschenkliger Prismen, gewisse Eigenthümlichkeiten zeigen, ist dies auch mit den Hälften eines Amici'schen Systems der Fall. Denken wir uns ein dreitheiliges Prisma, etwa das in Fig. 110, durch einen Schnitt in c senkrecht AE in zwei Hälften zerlegt, so entsteht ein Prisma nach Art der von Christie[2]) angegebenen. Christie untersucht ausführlich die Angularvergrösserung, Dispersion und den Lichtverlust eines solchen Halbprismas, bei welchen offenbar zugleich Geradsichtigkeit erreicht ist, wie die Symmetrie in Fig. 110 zeigt, und kommt zu dem Schlusse, dass die geradsichtigen Halbprismen nicht nur wesentliche Vortheile böten gegenüber den einfachen Prismen, sondern die vortheilhafteste Prismenform überhaupt darstellten.

Die Folgezeit hat jedoch diese Ansicht nicht bestätigt; die Halbprismen sind nur wenig in Gebrauch gekommen, und es sind mannigfache Einwen-

1) L. Camphausen, Ueber die Verbindung des Sonnenspectroscopes mit einem Prisma vor dem Objectivglase des Fernrohrs oder zwischen Objectivglas und Spalt. Köln 1872. Ausgezogen in J. Scheiner, Die Spectralanalyse der Gestirne, Leipzig 1890 bei Engelmann p. 38—42.

2) W. Christie, On the magnifying-power of the half-prism as a means of obtaining great dispersion and on the general theorie of the half-prism spectroscope. Proc. Roy. Soc. **26**. p. 8—40 (1877).

dungen gegen ihren Nutzen erhoben worden. Rayleigh[1]) beruft sich auf die geringe Differenz der optischen Wege[2]), vermöge welcher das Auflösungsvermögen nicht so bedeutend sein könne, wie Christie angebe. Um die Dispersion zu steigern, muss man die brechenden Winkel und somit auch den Einfallswinkel an der ersten und zweiten brechenden Fläche sehr gross nehmen.

Dies tadeln Andere[3]), da durch die grossen Einfallswinkel zu hohe Anforderungen an die Vollkommenheit der brechenden Flächen gestellt würden.

Sieht man von der Geradsichtigkeit ab, so gilt zudem für die Halbprismen das gleiche, was bereits über die Compoundprismen bemerkt wurde; der Verlust hält dem Gewinn zum mindesten die Wage.

Die Ueberschätzung der Halbprismen dürfte darin seinen Grund haben, dass man auf die Angularvergrösserung, resp. Querschnittsänderungen zu viel Gewicht legte und das Zusammenwirken der Querschnittsänderung mit der Dispersion nicht gebührend berücksichtigte, dessen Gesetze erst von Rayleigh aufgedeckt wurden.

Wir verweisen daher für die Einzelheiten der Rechnung auf die ausführlichen Entwickelungen Christie's[4]) und führen nur die Constructionen an, in denen Christie seine Halb-Compoundprismen verwirklicht hat.

Fig. 111 stellt ein Spectroscop à vision directe mit drei Christie'schen Prismen dar; Fig. 111 zeigt den dispergirenden Theil nochmals vergrössert.

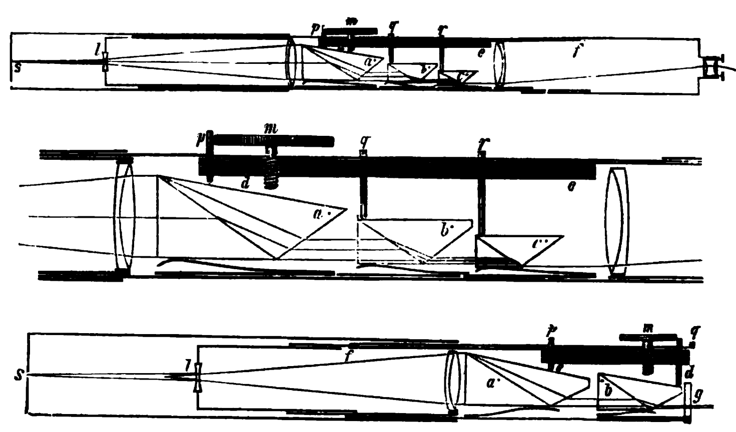


Fig. 111.

Bei s ist der Spalt; l ist eine concave Linse, die den Zweck hat, die effective Brennweite des Collimatorrohres zu vergrössern. Dann folgt das Collimatorobjectiv und die drei Prismen. Die Flintglasprismen haben einen brechenden Winkel von 57°, die Crownglasprismen einen solchen von 110°. Der Strahlen-

1) Lord Rayleigh, Investigations in optics with special reference to the spectroscope. Phil. Mag. (5) 9. p. 40—55 (1880).

2) Man vergl. § 283.

3) N. v. Konkoly, Handbuch für Spectroscopiker im Cabinet und am Fernrohr. Halle 1890 bei Knapp, p. 129, p. 370.

4) Die hergehörigen Formeln erhält man leicht durch Specialisirung der allgemeinen.

gang ist aus der Figur ersichtlich; das Bündel wird von Prisma zu Prisma schmäler, so dass die Prismen in demselben Maasse kleiner gemacht werden können. Mit der Verkleinerung des Bündels geht Hand in Hand eine scheinbare Vergrösserung der Spaltbreite. Dieselbe beträgt hier 3,8. Es ist dies der Grund, warum Christie seine Halbprismen als Verkleinerungs- oder Vergrösserungsprismen unterscheidet, je nach der Richtung, in der die Strahlen passiren. Einiges besondere bietet noch die Befestigung der Prismen. Dieselben sind um die einander entsprechenden Punkte a, b, c drehbar, die so gelegt sind, dass das einfallende Licht stets correspondirende Theile der Prismen trifft. Jedes einzelne Prisma wird durch eine Feder gegen die Schrauben p, q, r gedrückt, die sowohl einzeln justirt, wie gemeinschaftlich durch die Micrometerschraube m und den Metallklotz e um den Punkt f gedreht werden können, so dass jedes der Prismen den gleichen Winkel beschreibt. So kann man jeden gewünschten Theil des Spectrums in die Mitte des Gesichtsfeldes bringen. Eine etwas vereinfachte Form sieht man in Fig. 111 Nr. 2, deren Construction nach dem Gesagten unmittelbar verständlich ist; das Ocular nebst Fernrohr fehlen und werden nur für anormale Augen durch eine Correctionslinse g ersetzt. Christie rühmt die ausserordentlichen Leistungen der von ihm benutzten, von Hilger gebauten Apparate. Andere, die nach demselben Princip hergestellte Apparate benutzten[1]), waren weniger zufrieden und tadeln u. a. die Anordnung der Fernrohrlinse, von der nur ein geringer Bruchtheil und zwar gerade am Rande ausgenutzt werde. Christie freilich sieht auch hierin einen gewissen Vortheil, da durch das Objectiv die an den Prismen vorbeigehenden Strahlen zu einem weissen Spaltbilde vereinigt werden, das als unveränderliche Marke dient.

382. Es wurde bisher vorausgesetzt, dass lediglich feste Prismen benutzt werden. Es lassen sich jedoch dieselben Constructionen auch mit Hülfe von Flüssigkeiten ausführen. Man wählt natürlich dazu solche von möglichst grosser Dispersion. Die meist benutzten sind bereits angeführt[2]); es sind namentlich Schwefelkohlenstoff und Zimmtsäureäthyläther.

Dieselben zeigen jedoch durchweg eine Reihe von Nachtheilen, die namentlich von Temperatureinflüssen herrühren[3]), und gegen die man auf mannigfache Weise anzukämpfen suchte.

Zunächst sind die Veränderungen von Brechungsexponent und Dispersion bei den Flüssigkeiten und namentlich beim Schwefelkohlenstoff ganz exceptionell gross. Es resultirt eine bedeutende Wanderung der Linien, die z. B. bei dem von Hasselberg[3]) benutzten für eine Temperaturschwankung $dt = 0{,}01^0$ betrug bei

$\lambda =$ 4900	4800	4700	4600	4500	4400	4300	4200	4100	4000	A. E.
— 0.43	— 0,37	— 0,32	— 0,28	— 0,25	— 0,22	— 0,19	— 0,17	— 1,5	— 1,3	A. E.

1) z. B. Konkoly, l. c., der sich auch über die Lichtschwäche beklagt.

2) Man sehe §§ 352—357.

3) Man vergl. B. Hasselberg, Ueber die Verwendung von Schwefelkohlenstoffprismen zu spectroscopischen Beobachtungen von hoher Präcision. Wied. Ann. **27**. p. 415—435 (1886).

während man durch die Messung der Linienabstände auf den erhaltenen Photographieen noch 0,04 A. E. bestimmen konnte.

Um die nöthigen Temperaturcorrectionen zu berechnen, hätte man also die Temperatur bis auf 0,001—0,002° kennen müssen! Für feinere Messungen erhält man somit bei Flüssigkeitsprismen wichtige und umständliche Reductionen wegen der Temperatur. Draper[1]) versuchte sie zu vermeiden, indem er seine Prismen mit einem grossen Kasten umgab, in welchem durch einen thermostatischen Apparat die Temperatur constant gehalten wurde. Dies gelang auch insoweit, als die Verschiebung der Natriumlinien in einer Stunde auf etwa 1 A. E. heruntergedrückt wurde. Hasselberg bemerkt indes mit Recht, dass diese Vorrichtung zu complicirt sei, und dass man von ihr vielleicht grössere Störungen befürchten müsse, als man durch sie zu vermeiden suche.

Noch schlimmer ist der Einfluss plötzlicher Temperaturschwankungen. Durch sie entstehen in der Flüssigkeit Convectionsströme, welche oft das spectrale Bild völlig verwischen und im Sonnenspectrum z. B. die Linien ganz auslöschen. Hasselberg beschreibt die Erscheinung folgendermaassen: das Prisma befand sich in einem mit Watte angefüllten und mit einem dicken Mantel aus Sammt bedeckten Kasten. Es wurde eine kleine Alkoholflamme vor den Spalt gebracht. Anfangs waren beide D-Linien sehr scharf zu sehen. bald jedoch flossen sie vollständig zusammen. Zuerst war an der brechbareren Seite ein schwacher Lichtsaum zu bemerken, der sich allmählich verbreiterte. Hasselberg erklärt dies durch Schichtenbildung infolge variabler Temperatur.

Nach Rutherfurd[2]) sollen sich auch von selbst Schichten in der Flüssigkeit bilden. Schüttelte man das Prisma, so wurde das Bild scharf, bis nach kurzer Zeit die spontane Schichtenbildung wieder eingetreten war.

Aus diesem Grunde brachten Draper und Rayleigh[3]) einen kleinen Rührer im Prisma an, dessen Wirkung Draper befriedigte, während Rayleigh das Gegentheil fand. Hasselberg konnte bei seinen Prismen niemals eine Schichtenbildung bemerken und äussert seine Bedenken über die Anwendung eines Rührapparates auf dem Tisch und in den Prismen eines zu genauen Messungen dienenden Spectrometers.

In diesen Schwierigkeiten der Benutzung von Flüssigkeitsprismen mag es denn auch begründet sein, dass ihr Gebrauch zu Messungszwecken immer mehr zurückgegangen ist.

383. Die einfachste Form des Flüssigkeitsprismas ist das Hohlprisma mit planparallelen Wänden aus Glas, Quarz etc.[4]) Bezüglich der Dispersion gilt

1) J. H. Draper, On the use of carbon bisulphide in prisms; being an account of experiments made by the late Dr. Henry Draper of New-York (aus dem wissenschaftlichen Nachlass Drapers von G. F. Barker zusammengestellt). Amer. J. (3) **29**. p. 269—277 (1885).

2) L. M. Rutherfurd, On the construction of the spectroscope. Amer. J. (2) **39**. p. 129—132 (1865). — Pogg. Ann. **126**. p. 363—367 (1865).

3) Lord Rayleigh, Investigations in optics, with special reference to the spectroscope. Phil. Mag. (5) **9**. p. 40—55 (1880).

4) Ueber Zusammensetzung solcher Prismen L. Rutherfurd, On the construction of the spectroscope. Amer. J. (2) **39**. p. 129—132 (1865). — Pogg. Ann. **126**. p. 363—367 (1865). —

dasselbe wie für die anderen einfachen Prismen. Ein Schwefelkohlenstoffprisma ist etwa zwei Glasprismen von demselben brechenden Winkel äquivalent.

Weiter lassen sich die Flüssigkeitsprismen ebenso hinter einander schalten, wie die festen Prismen, und so Sätze von Flüssigkeitsprismen bilden, welche ausserordentlich hohe Dispersion geben.

384. Besonders häufig sind Compound-Prismen aus Flüssigkeiten und festen Körpern vorgeschlagen worden, denen man vielfach parallelepipedische Form gab, und die zugleich gerade Durchsicht erzielen.

Die einfachste Gestalt hat wohl das „Dispersionsparallelepiped" von Zenger[1]) (Fig. 112). ABC ist ein festes Prisma, ACD das Flüssigkeitsprisma. R bedeutet das rothe Ende des Spectrums, V das violette, ein mittlerer, grüner Strahl G passirt etwa unabgelenkt. VSR ist der Winkelraum des Spectrums. Der Winkel α characterisirt das ganze System und beträgt etwa 30°; bei grösseren Winkeln findet schon Totalreflexion statt in der Art, dass nur ein Bruchtheil des Spectrums durchgeht. Zenger hat alle möglichen Combinationen zu seinem Parallelepiped ausprobirt. So benutzt er für das feste Prisma Glas, Quarz, Kalkspath, für das Flüssigkeitsprisma ein Gemisch von Anethol, Benzol und Alkohol im Verhältniss 7 : 2 : 1; ferner Schwefelkohlenstoff, Anethol + Benzin, Cassiaöl + Alkohol, Cassiaöl + Terpentinöl.

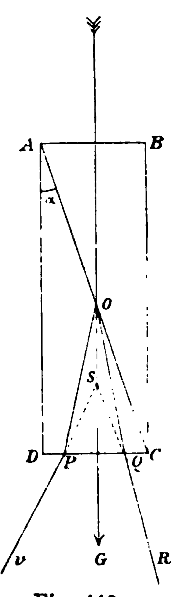


Fig. 112.

Es bleibt noch anzuführen, dass Zenger und Spée[2]) zu speciellem Zwecke, nämlich zur spectroscopischen Untersuchung des Sonnenrandes im

über Flüssigkeitsprismen ferner: O. N. Rood, On prisms of bisulphid of carbon for optical purposes. Amer. J. (2) **34**. p. 299—300 (1862). — On the use of prisms of flint glass and bisulphid of carbon for spectral analysis. Amer. J. **35**. (2) p. 356 (1863). — J. P. Cooke, An improved spectroscope. Amer. J. (2) **36**. p. 266—267 (1863). — E. J. Reynolds, Notes on spectrum analysis. Dublin quart. J. of sc. **4**. p. 190—196 (1864). — A. K. Eaton, Compound one prism spectroscope. Nat. **10**. p. 442 (1874). — J. P. Gassiot, Spectroscope with eleven prisms. Phil. Mag. (4) **28**. p. 69—71 (1864). — Rep. Brit. Ass. 1864. Not. a Abstr. p. 11. — Proc. Roy. Soc. **13**. p. 183 (1864).

1) Ch. V. Zenger = K. W. Zenger, Ueber ein neues Spectroscop mit gerader Durchsicht. Zs. f. Instrkde. 1. p. 263—266 (1881). — Spectroscope à vision directe très puissant. C. R. **96**. p. 521, p. 1039—1041 (1883). — Nat. **27**. p. 596 (1883). — Amer. Journ. (3) **25**. p. 469 (1883), dazu Goodnow, Science 1883, N. 21 und Zenker, Zs. f. Instrkde. **3**. p. 289 (1883). — Le spectroscope à vision directe, à spath calcaire. C. R. **93**. p. 429—432, p. 720—722 (1881). — Sur l'emploi de prismes à liquide dans le spectroscope à vision directe. C. R. **92**. p. 1503—1504 (1881). — Das Dispersionsparallelepiped und seine Anwendung in der Astrophysik. Ber. Böhm. Ges. **4**. (1881) p. 416—429. — Spectroscope à vision directe pour l'observation des rayons ultraviolettes. C. R. **98**. p. 494 (1885), ferner Phil. Mag. (4) **46**. p. 439—445 (1873). — Ber. Böhm. Ges. 1. p. 20 (1877). — Assoc. franç. Rouen 1883. — C. R. **94**. p. 155—156 (1881). — C. R. **100**. p. 732 (1885). — C. R. **109**. p. 434 (1889). — L'éclipsoscope, appareil pour voir la chromosphère et les protuberances solaires. C. R. **121**. p. 406—408 (1895).

2) E. Spée, Projet d'un spectroscope réalisant le phénomène d'une éclipse totale du soleil (Billiet cacheté du 8 janv. 1887). — Bull. de Belg. (3) **30**. p. 274—276 (1895).

Verein mit einem kreisförmigen Spalt eine Modification des Parallelepipeds benutzten, die man erzeugt, indem man den Querschnitt Fig. 112 etwa um AD rotiren lässt.

385. Auf der Verwendung von 3 Prismen beruhen die Constructionen von Wernicke[1]) und Thollon, die den Rutherfurd- und Amici-Prismen entsprechen. Fig. 113 stellt ein Prisma von Wernicke dar, bei welchem die Endflächen senkrecht zur Axe des Systems stehen und wo zugleich gerade Durchsicht stattfindet. CC sind Crownglasprismen, die das Flüssigkeitsprisma einschliessen, welches etwa einen Winkel von 120° hat; G_1 G_2 sind Glasplatten, welche auf CC aufgekittet werden; HH ist ein Mantel aus Holz oder Hartgummi, welcher den parallelepipedischen Prismenkörper einschliesst; F ist eine Oeffnung zum Einfüllen der Flüssigkeit.

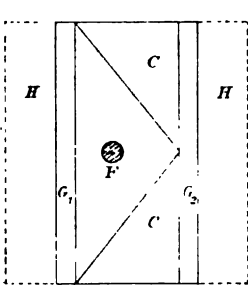


Fig. 113.

Die Zusammensetzung der Theile geschieht folgendermaassen. Auf der Spiegelglasplatte G_1 wird eine wässerige Lösung von 6 Theilen Gelatine und 5 Theilen Zucker nicht zu dünn ausgebreitet und getrocknet. Dann werden die erwärmten Prismen CC mit ihren matten Flächen aufgesetzt, G_1 erwärmt und die Kanten der Prismen auf dem Spectrometer parallel gerichtet; es wird endlich in gleicher Weise G_2, die Grund- und die Deckplatte aufgekittet und durch F die Flüssigkeit eingefüllt. Wernicke nimmt als solche entweder Methylsalycilsäure oder Zimmtsäureäthyläther. Hat man kein Crownglas von dem mittleren Brechungsindex der Flüssigkeit zur Verfügung, so kann man diese ohne Nachtheil mit Alkohol verdünnen.

In gleicher Weise construirt man ein Compoundprisma, das dem Rutherfurd'schen entspricht.

Die Wernicke'schen Prismen sind durchsichtig, dauerhaft und haben eine dem Schwefelkohlenstoff nahe kommende Dispersion, während der Temperaturcoefficient nur etwa ein Drittel so gross ist. Sie werden daher unter den Prismen mit Flüssigkeiten mit Recht besonders benutzt.[2])

Von dem gleichen Typus, wie die Wernicke'schen Prismen, sind auch die von Thollon[3]) und Hasselberg[4]) benutzten, nur dass hier der Schwefelkohlenstoff die Füllflüssigkeit bildet.

1) W. Wernicke, Neues Flüssigkeitsprisma für Spectralapparate. Zs. f. Instrkde. 1. p. 353—357 (1881).

2) Man vergl. O. Lohse, Beschreibung eines Spectrographen mit Flüssigkeitsprisma. Zs. f. Instrkde. **5**. p. 11—13 (1885).

3) L. Thollon, Spectroscope à vision directe et à grande dispersion. J. de phys. **8**. p. 73—77 (1879). — C. R. **89**. p. 749—752 (1880).

4) B. Hasselberg, Ueber die Verwendung von Schwefelkohlenstoffprismen zu spectroscopischen Beobachtungen von hoher Präcision. Wied. Ann. **27**. p. 415—435 (1886). — B. Hasselberg, Untersuchungen über das zweite Spectrum des Wasserstoffs. Mém. Acad. Pétersb. (7) **31**. Nr. 14, ferner Ahrens, Nat. **27**. p. 182 (1882) Physical Notes.

Genauere Berechnungen und Vergleiche mit gewöhnlichen Prismen findet man z. B. bei Hasselberg.

386. Während bei den genannten Constructionen das Flüssigkeitsprisma von Glasprismen begrenzt ist, taucht Rayleigh[1]) umgekehrt die Glasprismen in einen mit Schwefelkohlenstoff gefüllten und von planparallelen Platten verschlossenen Kasten.

Die Glasprismen werden vor dem Eintauchen auf einen Spiegelglasstreifen aufgeklebt. Um verschiedene Theile des Spectrums in das Gesichtsfeld zu bekommen, mischt Rayleigh dem Schwefelkohlenstoff eine passende Menge Aether bei. Auch hier zeigte sich die bereits erwähnte Launenhaftigkeit des Schwefelkohlenstoffes, die sich sogar in verschiedenem Verhalten des Bildes äusserte, je nachdem die brechenden Kanten horizontal oder vertical standen.

Ausser den genannten Prismenflüssigkeiten sind noch die Lösung von Quecksilberjodid[2]), sowie Lösungen von Schwefel und Phosphor vorgeschlagen worden[3]), ohne dass sie Verbreitung gefunden hätten.[4])

387. Es erübrigt noch, einiger, besonderen Zwecken gewidmeter Constructionen zu gedenken.

Zunächst ist hier die Zusammensetzung grösserer Prismen aus kleineren zu erwähnen, die ihre Berechtigung aus der Kostbarkeit grosser, fehlerfreier

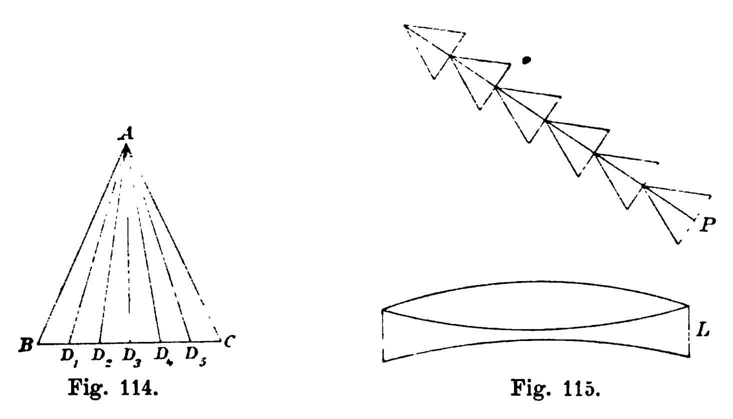


Fig. 114. Fig. 115.

Glasmassen herleitet. Fig. 114 und 115 veranschaulichen zwei solche von Wadsworth[5]) angegebene Zusammensetzungen. In Fig. 114 addirt sich das grosse Prisma ABC aus den 6 Einzelprismen AD_1B bis AD_5C, die aus ver-

1) Lord Rayleigh, Investigations in optics with special reference to the spectroscope. Phil. Mag. (5) **9**. p. 40—55 (1880).

2) G. D. Liveing, On the dispersion of a solution of mercuric iodide. Cambr. Proc. (3) **4**. p. 257—258 (1879).

3) W. Gibbs, On liquides of high dispersive power. Amer. J. **50**. p. 50—52 (1870). — Phil. Mag. (4) **40**. p. 229—231 (1870).

4) Ausserdem ist von W. H. Hartley, Liquid prisms, Nat. **44**. p. 273 (1891) Quecksilbermethyl empfohlen worden, weil es bis $\lambda = 2900$ AE. durchlässig ist. Weiter werden neue Flüssigkeitsprismen von C. Pulfrich in dem Specialcatalog für Spectrometer und Refractometer von Zeiss, Ausgabe 1899, p. 10—11 in Aussicht gestellt.

5) L. O. Wadsworth, The modern spectroscope. Astroph. J. **1**. p. 245—247 (1895).

hältnissmässig dünnen Glasplatten billiger herzustellen sind. Die auflösende Kraft ist die gleiche, ob man sämmtliche Einzelprismen hinter einander benutzt, oder sie zu einem grösseren Prisma vereinigt.

Eine zweite Art der Zusammensetzung[1]), die namentlich für grosse Objectivprismen gedacht ist, zeigt Fig. 115. P ist das zusammengesetzte Prisma, L das Objectiv. Die Anordnung, gebildet nach Analogie der polyzonalen Linsen, ist ein Mittelding zwischen Prisma und Gitter; sie zeigt bedeutende Helligkeit, jedoch nur eine auflösende Kraft, welche der Basislänge eines kleinen Prismas entspricht. Es dürfte schwer halten, die einzelnen Prismen genügend gleichmässig zu schleifen und zu justiren, ein Einwand, der freilich nicht principieller Natur ist.

388. Eine weitere specielle Construction zeigt Fig. 116. ABCD ist der

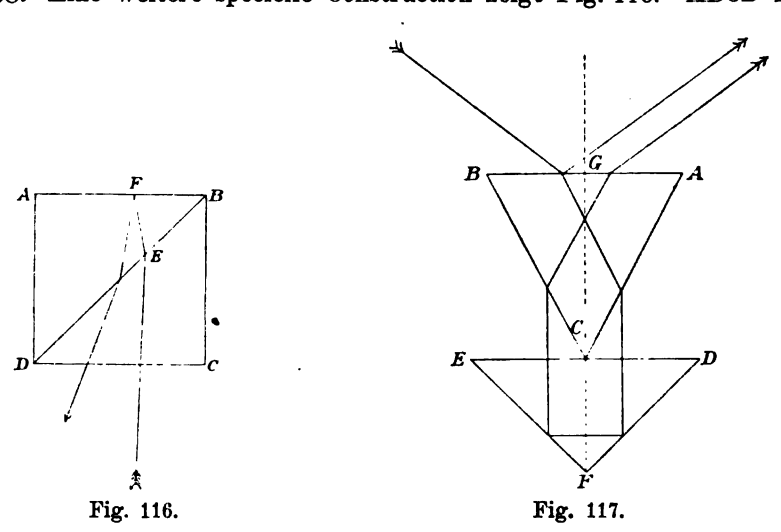


Fig. 116. Fig. 117.

Querschnitt einer Combination, die dem Zenger'schen Parallelepiped ähnlich ist. Nur wird hier, wie beim Halbprisma von Abbe, die Rückseite AB als Spiegel benutzt, je nach den Dispersionsverhältnissen wird der Strahl EF nach rechts oder links abgelenkt und liefert daher ein bequemes Mittel, um die relative Dispersion der beiden Prismensubstanzen zu prüfen. In ähnlicher Weise wie dieses Prisma sind auch die übrigen Prismenformen durch Halbirung dem Gebrauch auf dem Abbe'schen Spectrometer angepasst worden.[2])

389. Die Prismen von Newall[3]) verfolgen den Zweck, eine durch Aenderungen des Apparates etc. nicht beeinflusste Marke im Spectrum hervorzubringen. Das Prisma ABC (Fig. 117) ist ein gleichschenkliges, dreiseitig ge-

1) Beide Formen sind jedoch nicht neu; die erste rührt, wie so vieles, von Brewster her. D. Brewster, Treatise on optics, London 1831, Chap. 39. p. 326, für die zweite vergl. J. P. Cooke jr., The spectroscope. Amer. J. (3) **34**. p. 299 (1862).

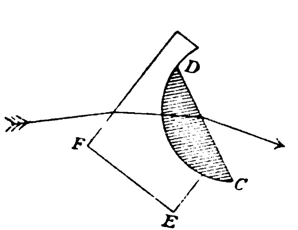
2) C. Pulfrich, Ueber eine neue Spectroscopconstruction. Zs. f. Instrkde. **14**. p. 354—363 (1894). — Astrophys. Journ. **1**. p. 335—349 (1895).

3) H. F. Newall, On a combination of prisms for stellar spectroscope. Astron. u. Astrophys. **13**. p. 309—311 (1894). — Cambr. Proc. **8**. p. 138—141, Zs. f. Instrkde. **14**. p. 369 (1894).

schliffenes Prisma mit der Basis AB; bei C setzt sich das rechtwinklige Reflexionsprisma DEF an, das mit ABC starr verbunden ist. Die Winkel bei A und B sind so gewählt, dass die Strahlen den in der Figur bezeichneten Verlauf nehmen. Der gebrochene Strahl tritt somit parallel dem an der Fläche AB reflectirten aus. Dies kann jedoch nur für eine bestimmte Farbe stattfinden. Aendert man also den Einfallswinkel bei G, so fällt der reflectirte Strahl nach und nach mit Strahlen von wechselnder Farbe zusammen. Das Spaltbild giebt daher eine unveränderliche Marke, die man nach und nach mit jeder Linie zur Deckung bringen kann. Die Abstände dieser misst man durch eine das Prismensystem drehende Schraube.

Die Wirkung ist gleich derjenigen eines Apparates mit zwei Prismen ABC. Wadsworth[1]) tadelt jedoch, wohl mit Recht, dass sich das System nur für eine einzige Farbe in die Minimumstellung bringen lässt.

390. Besonders häufig sind weiter Vorschläge zur Construction von Prismen mit variablem Winkel gemacht worden. Fig. 118 giebt ein von Brewster[2]) herrührendes Beispiel, das dann weiterhin von Airy, Berthold u. a.[3]) neu erfunden wurde. EFD ist ein Glasstück, das an einer Seite eben geschliffen, an der anderen Seite cylindrisch concav ist. In die cylindrische Höhlung passt das Stück CD, das mit seinem Cylindermantel auf dem Stücke DEF gleitet. So entsteht das Prisma FDC, dessen Winkel veränderlich ist.



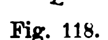


Fig. 118.

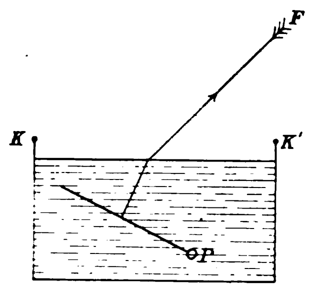


Fig. 119.

Wie schon bemerkt, wurde diese Construction wiederholt neu angegeben, zuweilen mit kleinen Varianten — es werden z. B. zwei Brewster'sche Prismen auf ein festes Prisma aufgesetzt —, ohne dass sie jedoch practische Bedeutung erlangt hätten.

Ein Flüssigkeitsprisma mit veränderlichem Winkel zeigt Fig. 119. KK' ist ein Kasten, der die Flüssigkeit enthält. Um P ist ein Spiegel drehbar,

---

1) F. L. O. Wadsworth, The modern spectroscope XIII, A new multiple transmission prism of great resolving power. Astroph. J. **1**. p. 273 (1895).

2) D. Brewster, Treatise on optics, London 1831 p. 326, Treatise on new philosophical instruments, Edinburgh 1813, Chap. III, p. 289. Er giebt an, die Form sei von Abat, einem Optiker zu Marseille, angegeben und von Boscovich neu gefunden worden. Die gleiche Angabe findet sich in Smith, Cours complète d'optique, traduit de l'Anglais par L. P. P. Avignon 1767, Bd. II. p. 483; hier wird ausserdem O. Murdoch genannt, Abat ist cordelier d'observance; schon Newton habe sich damit beschäftigt. Man sehe weiter den Bericht von Listing über optische Apparate in: Bericht über die wissenschaftlichen Apparate auf der Londoner Ausstellung 1876, herausgegeben von H. Hofmann, Braunschweig 1878 bei Vieweg, p. 343. Listing beschreibt solche Prismen und hält sie für brauchbar.

3) G. B. Airy, Monthly. Not. **33**. p. 97 (1873). — Berthold, Allg. Med. Centr. Zt. 1869. p. 536.

mit welchem die freie Flüssigkeitsoberfläche ein Abbe-Littrow'sches Prisma bildet. Der Strahl F kehrt in sich selbst zurück.

Diese Construction wurde zuerst von Brewster[1]) vorgeschlagen und dann weiterhin von de Waha[2]), Pulfrich[3]), sowie von Wadsworth[4]) neu gefunden. Namentlich Pulfrich gab eine Reihe verschiedener Anordnungen und stellte Versuche damit an. Er schlägt zur Vermeidung der Bewegungen der Oberfläche vor, einige Tropfen Oel auf dieselbe zu giessen, oder eine dünne planparallele Platte durch Korkstückchen auf derselben schwimmend zu erhalten.

Durch Verwendung gekrümmter Grenzflächen sucht Féry[4]) ein Hohlprisma mit veränderlichem Winkel zu erhalten, indem er den Einfallspunkt der Strahlen an den brechenden Flächen variirt.

Das einfachste Mittel zur Erreichung eines variablen Winkels dürfte jedoch, wie schon Brewster[5]) hervorhob, in der Verwendung zweier gewöhnlicher Prismen bestehen, die man an einander legt und um eine Normale der gemeinsamen Ebene dreht.[6])

In der Spectroscopie scheinen jedoch Prismen mit variablem Winkel so gut wie keine Verwendung gefunden zu haben.

391. Zum Schlusse möge noch der etwas wunderliche Versuch von Govi[7]) erwähnt werden, durch den Grenzfall eines Prismas, nämlich eine von parallelen Ebenen begrenzte Platte — etwa eine Flüssigkeitssäule — ein „prismatisches" Spectrum zu erzeugen. Govi neigt die Platte gegen ein dünnes Lichtbündel, und die für die verschiedenen Farben verschiedene Bildverschiebung giebt dann ein Spectrum.

Ebensowenig wohl, wie dieser Vorschlag, hat der von Tait[8]) practische Bedeutung, ein Spectrum mittelst der Rotationsdispersion hervorzurufen.

1) D. Brewster, Treatise on optics § 53, p. 455 nach der Angabe von Rayleigh. Zt. Instr. **17.** p. 353 (1897).

2) de Waha, Procédé pour mesurer l'indice de réfraction des liquides. J. de phys. **6.** p. 186—188 (1877).

3) C. Pulfrich, Das Totalreflectometer und das Refractometer für Chemiker, ihre Verwendung in der Krystalloptik und zur Untersuchung von Flüssigkeiten. Leipzig 1890 bei Engelmann, p. 135—137. Ferner Zt. f. Instrkde. **18.** p. 29 (1898).

4) M. Féry, Réfractomètre à cuve chauffable. Application à la mésure des corps gras. C. R. **119.** p. 332—334 (1894). — C. R. **113.** p. 1028 (1891). Auch dieses Princip ist nicht neu; es rührt nach D. Brewster, Treatise on new philosophical instruments, Edinburgh 1813, p. 289 von Clairaut her.

5) D. Brewster, Treatise on optics London 1831 § 189, p. 327. Treatise on new philosophical instruments, Edinburgh 1813, p. 291.

6) Man vergl. über Anwendung R. Straubel, Ein Beleuchtungsapparat für monochromatisches Licht mit festen Spalten. Wied. Ann. **66**, p. 350—352 (1898).

7) G. Govi, Spectroscopia a visione diretta, senza prisma ne reticoli. Rend. Acc. Nap. **24.** p. 139—141 (1885). — Fortschr. **4.** (2) p. 259 (1885).

8) P. G. Tait, A rotatory polarisation spectroscope of great dispersion. Nat. **22.** p. 360—361 (1880).

KAPITEL IV.

DIFFRACTIONSGITTER.

ERSTER ABSCHNITT.

Herstellung der Gitter.

392. Das zweite, in Wahrheit wichtigste, Instrument, welches wir für Zerlegung des Lichtes in seine farbigen Componenten besitzen, ist das Gitter, auch genauer optisches, Beugungs- oder Diffractions-Gitter genannt. Wir verdanken die erste Herstellung, Untersuchung und Verwendung dieses Instruments Joseph Fraunhofer, welcher in zwei ausgezeichneten Abhandlungen alle wesentlichen Erscheinungen zur Sprache bringt. In der ersten derselben untersucht er[1]) die Erscheinungen, welche eintreten, wenn man paralleles Licht senkrecht durch eine kleine Oeffnung gehen lässt, und durch ein Fernrohr die Beugung beobachtet; dann sagt er: „Um auf die ganze Fläche des Objectivs des Theodolithfernrohrs eine grosse Anzahl gleich stark gebeugter Strahlen fallen zu machen, spannte ich sehr viele gleich dicke Fäden parallel und in gleicher Entfernung neben einander auf einen Rahmen; durch die Zwischenräume musste demnach das Licht gebeugt werden. Damit ich versichert sein möchte, dass die Fäden genau parallel sind, und gleiche Entfernungen von einander haben, machte ich an zwei entgegengesetzten Enden des viereckigen Rahmens in der ganzen Länge hin, eine feine Schraube, bei welcher nahe 169 Umgänge auf einen Pariser Zoll gehen; in die Gänge dieser Schraube spannte ich die Fäden, und ich konnte folglich sicher sein, dass sie genau parallel sind, und gleiche Entfernungen unter sich haben. Auf das Objectiv des Theodolithfernrohrs leitete ich durch eine verticale Oeffnung am Heliostat, welche 2 Zoll hoch und 0,01 Zoll breit war, einen intensiven Sonnenstrahl, und stellte auf die Mitte der Scheibe des Theodoliths das Gitter, welches ungefähr aus 260 parallelen Fäden bestand, die 0,002021 Zoll dick, und deren Ränder 0,03862 Zoll von einander entfernt waren. Ich war sehr verwundert zu sehen, dass die Erscheinungen, welche man mit dem Fadengitter durch das Fernrohr sieht, ganz verschieden von jenen sind, welche bei dem durch eine einzelne Oeffnung gebeugten Lichte beobachtet werden.“ Fraunhofer beschreibt nun die Spectren verschiedener Ordnungen zu beiden Seiten des unabgelenkten Bildes und fährt dann fort: „Wenn das Objectiv des Fernrohrs so gestellt ist, dass man ohne Gitter die Oeffnung am Heliostat vollkommen begrenzt sieht,

1) Jos. Fraunhofer, Neue Modification des Lichtes durch gegenseitige Einwirkung und Beugung der Strahlen, und Gesetze derselben. Denkschr. d. k. Acad. zu München für 1821 und 1822. 8. p. 1—76. Fraunhofer's Gesammelte Schriften. p. 51—111.

so wird man in den Farbenspectren, welche durch das Fadengitter hervorgebracht werden, die Linien und Streifen sehen, welche ich in dem durch ein gutes Prisma hervorgebrachten Farbenspectrum von dem Lichte der Sonne entdeckt habe, was von grossem Interesse ist, weil es dadurch möglich wird, die Gesetze dieser, wie man sehen wird, durch gegenseitige Einwirkung einer grossen Anzahl gebeugter Strahlen entstandene Modification des Lichtes in hohem Grade genau kennen zu lernen.“ „Um die Erscheinungen möglichst abzuändern, machte ich Gitter von verschiedener Dicke der Fäden und Grösse der Zwischenräume. Zu diesem Zwecke machte ich auch noch eine feinere Schraube, bei welcher nahe 340 Umgänge auf einen Zoll gehen. Ich radirte auch auf mit Goldblättchen belegte Plangläser parallele gerade Linien in gleicher Entfernung, durch welche die Spectra ebenso gesehen werden, wie durch Fadengitter. Die Grösse der Farbenspectra, die durch ein Fadengitter gesehen werden, hängt nicht von der Breite der Zwischenräume, oder von der Dicke der Fäden ab; sondern einzig von der Summe der Breite eines Zwischenraumes und Dicke eines Fadens, oder was dasselbe ist, von der Grösse der Abstände der Mitte der Zwischenräume. Es ist ganz gleichgültig, ob man Haare, Silberdraht oder Golddraht in die Schraubengänge spannt, die Materie ändert in keiner Hinsicht etwas. Es muss aber darauf gesehen werden, dass die Fäden gleiche Dicke haben und besonders, dass sie gerad ausgespannt sind, damit die Zwischenräume in ihrer ganzen Länge hin gleiche Breite haben.“ Fraunhofer beschreibt dann, wie er die über einander fallenden Spectren höherer Ordnung von einander getrennt habe, indem er vor dem Fernrohr noch ein Prisma mit kleinem brechenden Winkel angebracht habe, dessen brechende Kante senkrecht zu den Gitterlinien stand. Die einzelnen Spectren werden dabei nach bestimmten Curven gekrümmt, desto weniger, je höher die Ordnung des Spectrums ist. Er führt dann Messungen über die Ablenkungen der Fraunhofer'schen Linien B, C, D, E, F, G, H mit 10 verschiedenen Gittern an, die ihn zu dem Resultat führen, dass das Product aus Ablenkungswinkel mal Gitterconstante, d. h. Abstand von Mitte zu Mitte zweier benachbarter Spalten, dividirt durch die Ordnungszahl des Spectrums für alle Gitter eine und dieselbe Constante sei für jede Fraunhofersche Linie, nämlich ihre Wellenlänge, wie wir heute wissen. Fraunhofer bemerkt dabei auch, dass wegen Unvollkommenheit der Gitter nicht in allen Spectren die Fraunhoferschen Linien deutlich zu sehen sind, und dass erhebliche Unregelmässigkeiten in der Intensität der Spectren auftreten. Er macht ferner auf den Unterschied in der Dispersion der Gitterspectra und der prismatischen Spectra aufmerksam; er untersucht die Wirkung des Gitters, wenn es in Wasser steht und findet, dass in verschiedenen Medien die Sinus der Ablenkungswinkel den Brechungsexponenten umgekehrt proportional seien. Endlich weist er in dieser Arbeit auch schon auf Reflexionsgitter hin, indem er sagt: „Ein mit Goldblättchen auf einer Seite sorgfältig belegtes Planglas bildet auf der anderen Seite einen Spiegel, der einen grossen Theil des auffallenden Lichtes zurück-

wirft. Sind in das Gold gleiche Parallellinien in gleichen Entfernungen radirt, und man stellt dieses Gitter so vor das Fernrohr, dass das von der schmalen Oeffnung am Heliostat kommende Sonnenlicht von den Goldstreifen auf das Objectiv reflectirt werden kann, so sieht man durch das Fernrohr alle Erscheinungen, welche gesehen werden, wenn man das Licht durch dieses Gitter fahren lässt.“ Je nach dem Einfallswinkel auf das Gitter sind die Längen der Spectren verschieden, was durch eine Formel ausgedrückt wird. Am Schluss der Arbeit sagt Fraunhofer: „Es ist merkwürdig, dass die gefundenen Gesetze der gegenseitigen Einwirkung und Beugung der Strahlen sich aus den Principien der wellenförmigen Bewegung (Undulation) folgern lassen; dass man blos aus dem Winkel der Ablenkung des Lichtes durch gegenseitige Einwirkung, und der Entfernung, in welcher die Strahlen gegenseitig einwirkten, die Grösse einer Schwingung des Lichtes für jede Farbe desselben durch eine äusserst einfache Gleichung ableiten kann, und dass diese Bestimmungen in den verschiedensten Fällen im hohen Grad genau übereinstimmen; dass dieselben Prinzipe eine Erklärung der Ursache der Entstehung der Linien und Streifen, die in dem durch ein Prisma gebildeten Farbenspectrum gesehen werden, zulassen u. s. w.“ Was Fraunhofer mit den letzten Worten sagen wollte, bleibt unklar; fast sieht es so aus, als habe er daran gedacht, alle discontinuirlichen Spectra durch Interferenz erklären zu wollen. Im übrigen sieht man, wie Fraunhofer in dieser ersten Arbeit mit dem Blick des Genies fast alle Formen, in denen die Gitter später ausgeführt wurden, benutzt hat, wie er die Gesetze der Gittermessung gefunden und auf die Bedeutung der Wellenlänge hingewiesen, wie er den Einfluss der Theilung auf die speciellen Eigenthümlichkeiten jedes Gitters erkannt hat. Die Arbeit enthält noch eine viel genauere Untersuchung über die verschiedenen Arten von Spectren, die entstehen, wenn man nur wenige spaltförmige Oeffnungen benutzt, und den Uebergang zu immer mehr Spalten, bis man schliesslich die Verhältnisse der optischen Gitter erhält. Aber alle diese Betrachtungen betreffen uns nicht.

393. Bei den in dieser ersten Abhandlung benutzten Fadengittern liegen die Gitterconstanten zwischen 0,001952 und 0,025364 Pariser Zoll, so dass die Ablenkungswinkel klein sind, nur in sehr wenigen Fällen in höheren Ordnungen über 2 Grad betragen. Es waren daher die Gesetze nicht genau genug zu ermitteln, da kein Unterschied zwischen den Winkeln und deren Sinus zu erkennen waren. Aber noch in demselben Jahre [1]) theilt Fraunhofer mit, dass es ihm gelungen sei, nach einer besonderen Methode ein Gitter mit der Constanten 0,000285 Par. Zoll zu erhalten, welches zeige, dass man entsprechend der schon 1802 gegebenen Theorie von Young die Sinus der Winkel nehmen müsse. Im folgenden Jahre [2]) theilt er dann Näheres über die Herstellung

1) Jos. Fraunhofer, Aus einem Briefe Fraunhofer's vom 22. Juli 1822. A. N. 1. p. 295 (1822).

2) Jos. Fraunhofer, Kurzer Bericht von den Resultaten neuerer Versuche über die Gesetze des Lichtes und die Theorie derselben. Gilbert's Ann. d. Phys. **74**. p. 337—378 (1823); Gesammelte Schriften. p. 117—143.

solcher Gitter und die mit ihnen erhaltenen Resultate mit. Er sagt: „Eine beträchtlich feinere Schraube zu verfertigen, als die war, welche ich zu meinen früheren Versuchen machte, wird derjenige, der die Schwierigkeiten dieser Arbeit kennt, nicht wohl für möglich halten. Mit einer eigenen Vorrichtung konnte ich, auf einem mit sehr dünnem Blattgold belegten Planglase, Parallellinien noch in solcher Entfernung von einander radiren, dass e = 0,00114 Zoll war. Will man Linien in kleineren Entfernungen radiren, so bleibt kein Gold mehr am Glase, und es sind füglich keine Zwischenräume übrig. Es ist bei einem Gitter, welches zu diesen Versuchen gebraucht wird, einerlei, ob die Fäden, aus welchen es besteht, undurchsichtig, oder ob sie durchscheinend oder durchsichtig sind. Ein Gitter aus Glasfäden z. B. bringt dieselben Phänomene hervor, wie eines aus Metalldrähten. Ich belegte daher eine Seite eines guten Planglases so dünn mit einer Schichte Fett, dass sie mit freiem Auge nur schwer zu erkennen war; in das Fett radirte ich Parallellinien, welche eine um die Hälfte kleinere Entfernung von einander hatten, als die feinsten in Blattgold radirten. Mit diesem Gitter entstanden Spectra, in welchen die fixen Linien sehr deutlich zu erkennen, und die daher ganz dazu geeignet waren, die Abstände von der Axe genau zu messen. In keiner Fett- oder Firnissschicht lassen sich Parallellinien, welche genau gleiche Entfernungen haben, feiner radiren.

Nur mittelst des Diamanten gelangte ich zu noch feineren Gittern, nachdem eine eigens zu diesem Zwecke eingerichtete Maschine mich in den Stand gesetzt hatte, mit einer Diamantspitze, Parallellinien in möglichster Vollkommenheit unmittelbar in die Oberfläche eines Planglases zu radiren. Wenn man so glücklich ist, eine gute Diamantspitze zu finden, so können mit dieser Maschine so feine Linien radirt werden, dass man sie mit dem stärksten zusammengesetzten Microscope nicht gewahr werden kann. Es ist jedoch nicht genug, dass man es dahin bringt, in einen bestimmten Raum eine sehr grosse Anzahl Linien zu radiren, welche noch Zwischenräume zwischen sich lassen, sondern es kommt darauf an, dass diese Linien auch in so hohem Grade gleiche Entfernung von einander haben, dass die mehrsten nicht um den hundertsten Theil dieser kleinen Entfernung einander näher oder ferner sind. Mit Hülfe meiner Maschine habe ich ein Gitter erhalten, bei welchem e = 0,0001223 Zoll ist, und dessen Linien noch in einem so hohen Grade gleiche Entfernung von einander haben, dass man die fixen Linien des ersten und zweiten Spectrums, welche durch dasselbe gesehen werden, noch sehr deutlich erkennt.“ In einer Anmerkung fügt Fraunhofer folgende interessanten technischen Einzelheiten hinzu: „Man kann mit dieser Maschine Parallellinien mit Zwischenräumen, die so breit als sie selbst sind, in so kleinen Entfernungen von einander radiren, dass 32000 auf einen Pariser Zoll[1]) gehen; allein ihnen so gleiche Abstände von einander zu geben, dass in ihrer Entfernung, welche 0,00003125 Zoll betragen soll, nicht viele Fehler von einem Hundertstel, d. i. von 0,00000031 vorkommen, ist mir

1) D. h. etwa 1200 auf den Millimeter.

bis jetzt nicht gelungen, und möchte vielleicht auch für Menschenhände, welcher Maschine man sich auch bedienen mag, nicht wohl möglich sein. Da mit 100 oder 200 Parallellinien nicht viel gedient ist, und man, bei so feinen Gittern immer einige tausend haben muss, um intensive vollkommene Spectra zu erhalten, so gehört schon bei e = 0,0001223 sehr viel Glück dazu, eine Diamantspitze zu finden, welche einige tausend so sehr feiner Linien radirt, ohne sich zu ändern. Es ist mir bis jetzt nur ein so feines Gitter gelungen. Aendert sich während des Radirens die Spitze des Diamants, so ist die vorhergegangene Arbeit verloren. Ohne dass man eine Veranlassung kennt, macht die Spitze oft mit einem Mal stärkere oder schwächere Linien. Mit dem stärksten Microscop kann man es nicht erkennen, ob die Spitze geeignet ist, die rechten Linien zu radiren. Ein Diamant, welcher weniger spitzig erscheint als ein anderer, radirt manchmal feinere Linien als der andere; daher nur durch Versuche eine brauchbare Spitze gefunden werden kann. Was die Sache noch mehr erschwert, ist, dass eine kleine Veränderung der Neigung oder der Stellung des Diamants, in Bezug auf die Ebene des Planglases, die Stärke der Linie beträchtlich ändert. Da jede Linie einzeln und mit grosser Sorgfalt gezogen werden muss, so kann man leicht beurtheilen, wie viel Zeit und Geduld erfordert wird, um ein paar tausend Linien mit der gehörigen Genauigkeit zu radiren."

394. Da Fraunhofer bei seinen Glasgittern die Linien kaum mehr sehen, aber sicher nicht zählen kann, so verfährt er zur Bestimmung der Gitterconstanten so, dass er die erste und letzte Linie stärker zieht, so dass er sie unter dem Microscop deutlich sieht und den Abstand messen kann. Die Zahl der gezogenen Linien registrirt eine Zählvorrichtung an der Theilmaschine. — Eins seiner Glasgitter zeigt „die sonderbare Eigenschaft, dass die durch dasselbe hervorgebrachten Spectra auf einer Seite der Axe mehr als doppelt so intensiv sind, als die, welche auf der anderen Seite der Axe liegen. Die Linien dieses Gitters sind zwar mit dem Microscope sichtbar, allein man kann keine besondere Form derselben erkennen. Ich suchte den Grund daher darin, dass beim Radiren der Linien die Diamantspitze eine solche Lage gegen das Planglas gehabt habe, dass ein Rand jeder Linie scharf, der andere weniger begrenzt werden musste, und glaube, dass dieses durch folgenden Versuch bewährt werde. Ich radirte nämlich in ein mit einer dünnen Schicht Fett belegtes Planglas Parallellinien auf eine solche Weise, dass bei jeder Linie das Fett auf einer Seite scharf, auf der anderen weniger begrenzt sein musste, und erhielt in der That durch dieses Gitter eine ähnliche Erscheinung, wie durch das genannte Glasgitter."

Die Abhandlung enthält noch viele interessante Bemerkungen: so giebt Fraunhofer die Gleichung für die Ablenkung des Lichtstrahles, wenn das Licht nicht senkrecht auf das Gitter fällt, und prüft die Formel durch Messungen; er überzieht ein Glasgitter auf der Rückseite mit schwarzem Firniss und benutzt es dann als reflectirendes Gitter; er bemerkt, dass jedes Gitter je

nach seiner Constanten nur Wellen von bestimmter Wellenlänge noch geben könne und macht davon interessante Anwendungen; er stellt Gitter her, in welchen die Abstände nicht constant, aber gesetzmässig verändert sind; er führt mit seinen Glasgittern Messungen der Wellenlänge für die Fraunhofer'schen Linien aus; endlich giebt er Beobachtungen über die Spectren einiger Sterne, der Flamme, des electrischen Funkens — Alles Dinge, die uns an dieser Stelle nichts angehen.

395. Fraunhofer scheint damals nur wenige Gitter angefertigt zu haben, wenn sich auch in einigen Instituten noch deren vorfinden. Erst etwa 20 Jahre später wurden die Gitter Handelsartikel, indem der Mechaniker F. A. Nobert, der in dem kleinen Oertchen Barth in Pommern lebte, solche anfertigte. Zunächst that er es, um Prüfungsobjecte für das Microscop zu haben, und in diesem Sinne hat er sich in einigen Publicationen[1]) über seine Theilungen geäussert. Er giebt dort an, der kleinste Abstand seiner Theilungen betrage 0,000225 Pariser Zoll, was etwa 160 Linien pro mm entsprechen würde, und der Fehler der Linien sei weniger als 0,000001 Zoll. Später hat er aber wesentlich feinere Theilungen ausgeführt, von welchen die mit 3000 und 6000 Furchen pro Zoll noch gut gewesen zu sein scheinen, während solche von 10000 unbrauchbar waren. Wenn Schellen[2]) angiebt, Nobert habe Gitter mit 4000 Furchen pro mm hergestellt, so ist das zweifellos ein Irrthum. — Die Nobertschen Gitter sind in der Regel nach der letzten Manier von Fraunhofer mit dem Diamant in Glas getheilt, wiewohl er auch einige Male die Theilung in mit Silber belegtem Glase ausgeführt hat. Die Gitter waren mit zahlreichen Fehlern behaftet: die Spectren waren ganz unscharf, oder nur die ersten Ordnungen waren brauchbar, oder die Gitter zeigten die Eigenschaft, auf den beiden Seiten der Axe die parallel auffallenden Strahlen convergent resp. divergent zu machen, und die Benutzer können nicht genug über diese Uebelstände klagen, welche alle Versuche, die Wellenlängen wesentlich genauer als Fraunhofer zu ermitteln, scheitern lassen. Immerhin waren die Gitter die besten, welche es damals gab, obgleich verschiedene Andere auch die Herstellung versuchten.

Von Schröder[3]) haben wir einige Nachrichten über die Art, wie Nobert die Theilungen herstellte: Nobert benutzte danach den gelben Brasilianischen Diamant, der sich unschwer spalten lässt. Er stellte Spaltflächen her, die unter 90° oder etwas mehr[4]) gegen die natürlichen Flächen geneigt waren, und erhielt so Schneiden von 1 mm Länge, mit deren einem Ende er dann theilte. Nobert fand, dass der Diamant nur schneiden dürfe, nicht drücken, während er über das Glas gleitet, sonst springen die Kanten der Furchen aus, manchmal noch, nachdem die Theilung fertig ist. Es muss daher der Druck, mit welchem der Diamant aufliegt, sehr genau geregelt

1) F. A. Nobert, Pogg. Ann. **67**. p. 173—185 (1846); ibid. **85**. p. 80—83, 83—92 (1852).

2) H. Schellen, Spectralanalyse. 3. Aufl. Braunschweig bei Westermann 1883. Bd. I. p. 206.

3) H. Schroeder, Ueber die Verwendung des Diamanten in der Präcisionsmechanik. Zs. f. Instrkde. **7**. p. 261—269, 339—347 (1887).

4) G. Quincke giebt 95° an. Siehe Pogg. Ann. **146**. p. 38 (1872).

werden, und seine Grösse hängt mit dem Abstand der Furchen zusammen, so dass der Druck mit dem Abstand abnehmen muss. Bei 80 Linien pro mm nahm Nobert zur Druckerzeugung 40 g, bei 400 Linien 20 g. Auch die Geschwindigkeit des Diamanten ist von Wichtigkeit: bei Nobert brauchte die durch ein Uhrwerk getriebene Maschine 7—11 Secunden für jeden Strich.

396. Es ist historisch interessant, zu sehen, wie die Vervollkommnung der Gitter Hand in Hand ging mit der der Microscope. Wie wir sahen, konnte Fraunhofer die Linien seiner feinsten Gitter mit seinem besten Microscop nicht auflösen, und ebenso ging es anfangs Nobert. Dann aber baute dieser bessere Microscope, mit denen er Fraunhofers feinste Theilung sehen konnte, seine eigene aber nicht. Wieder etwas später leisteten seine Microscope das, aber nun machte er die Gitter wieder feiner, 10000 Linien pro Pariser Zoll, denen das Microscop nicht gewachsen war. — Aus diesem Wettbewerb ist bekanntlich das Microscop siegreich hervorgegangen, denn obgleich wir heute Gitter mit 20000 Furchen pro engl. Zoll verwenden, werden die Linien durch unsere Microscope getrennt.

Eine interessante Bemerkung von Rayleigh [1]) sei noch erwähnt: Flusssäure macht auf Glas vorhandene unsichtbare Furchen sichtbar; vielleicht kann man so Glasgitter „verstärken."

397. Ein wesentlicher Fortschritt in der Herstellung von Gittern wurde erst durch Lewis Morris Rutherfurd in Newyork gemacht, der eine viel bessere Theilmaschine baute, als seine Vorgänger. Sie ist von A. M. Mayer in Appleton's Cyclopaedia beschrieben, wie Peirce [2]) angiebt. Die Gitter wurden von Chapman hergestellt, und zwar wurde die Theilung meist nicht in Glas, sondern in Spiegelmetall ausgeführt, einer Legirung von etwa 70 % Cu und 30 % Sn. In der Wahl dieses Materials, welches viel weicher als Glas ist, daher den Diamant nicht so angreift, nicht die Neigung hat zu springen, wie das Glas, liegt wohl die Hauptursache für die Möglichkeit, sehr viel feinere Theilungen mit brauchbaren Resultaten auszuführen, als es bis dahin möglich gewesen war. Freilich liessen sich die Gitter nur in Reflexion benutzen; aber das ist ja kaum ein Nachtheil, sogar ein Vortheil, sobald es sich um Photographie der Spectra im Ultraviolett handelt, weil man von der Absorption des Gittermateriales frei wird. Die meisten der von Rutherfurd verschenkten Gitter sind nach der Bestimmung von Kurlbaum [3]) bei 20° 43,36148 mm breit, und enthalten 29521 Furchen, d. h. 680 pro mm. Die Spectra dieser Gitter waren unvergleichlich besser als die der Nobertschen Gitter, nicht nur durch die grössere Dispersion, durch die in Folge der Breite des Gitters erheblich gesteigerte Schärfe, sondern auch dadurch, dass sie in

1) Lord Rayleigh, Interference bands and their application. Nat. **48**. p. 212—214 (1893).

2) C. Peirce, Amer. J. of Math. **2**. p. 330—347 (1879). Mir ist die Beschreibung nicht zugänglich gewesen.

3) F. Kurlbaum, Bestimmung der Wellenlänge Fraunhofer'schen Linien. Wied. Ann. **33**. p. 159—193, 389—412 (1888). Siehe auch C. S. Peirce, Width of Mr. Rutherfurd's rulings Nat. **24**. p. 262 (1881).

viel geringerem Grade die unangenehmen focalen Eigenschaften zeigten. Im allgemeinen waren die Spectren der drei ersten Ordnungen brauchbar.

398. Es sind noch von verschiedenen Seiten Gitter angefertigt worden, z. B. von Plössl, Brunner, welche aber weniger leisteten, als die genannten. Erwähnt sei nur noch, dass Schwerd, dem wir eine so schöne Untersuchung über Interferenzerscheinungen beim Durchgang des Lichtes durch verschiedenartig gestaltete Oeffnungen verdanken, Gitter in Russ getheilt hat; mit einem solchen hat Eisenlohr [1]) die Wellenlänge der kürzesten ultravioletten Sonnenstrahlen zu bestimmen versucht.

399. Einen wirklichen und zwar sehr erheblichen Fortschritt haben wir dagegen H. A. Rowland zu verdanken, einen Fortschritt, der so bedeutend war, dass er die ganze spectroscopische Untersuchung neu belebte und zu einem ungeahnten Aufschwung der Wissenschaft führte. Als einen Vorgänger, dem er vielleicht die Anregung verdankt, erwähnt Rowland selbst Rogers, der eine Theilmaschine gebaut und damit Gitter hergestellt hat, die freilich nie Allgemeingut geworden zu sein scheinen; wenigstens ist mir nur in einer [2]) Publication die Erwähnung eines Gitters von Rogers aufgefallen.

Es liegen nur zwei Notizen von ihm über Gitter vor, die zeigen, dass er sich mit dem Studium ihrer Fehler eingehend beschäftigt hat. In der ersten Publication [3]) sagt er, er habe mit Diamant in Glas bis zu 80000 Furchen pro engl. Zoll gezogen. Manche Glassorten lassen sich nur in bestimmter Richtung theilen. Er meint, Nobert habe mit künstlich geschliffenen messerartigen Diamanten getheilt; er habe sich daher auch solche hergestellt, und damit so getheilt, dass die Schneide einen kleinen Winkel mit der Richtung der Furchen bildet. Er findet, dass die Diamanten durch den Gebrauch besser werden. Dann äussert er auch die Vermuthung, Nobert habe mit präparirtem black carbon geschnitten, der härter sei, als der gewöhnliche durchsichtige Diamant; nach der oben erwähnten Mittheilung von Schröder ist das aber falsch. Besonders eingehend aber hat sich Rogers mit den Fehlern der Gitter beschäftigt, und er sagt hier, die periodischen Fehler rührten meist von dem Zwange her, welcher durch die von der Schraube fortbewegte Mutter auf den das Gitter bei der Theilung tragenden Wagen ausgeübt werde. In der zweiten Notiz [4]) unterscheidet er drei Arten von Fehlern: 1. Einzelne fehlerhafte Linien, die wohl von ungleichem Widerstande der zu theilenden Fläche an verschiedenen Stellen herrühre. 2. Periodische Fehler innerhalb einer Umdrehung der Schraube,

1) W. Eisenlohr, Die brechbarsten oder unsichtbaren Lichtstrahlen im Beugungsspectrum und ihre Wellenlänge. Pogg. Ann. **98**. p. 353—370 (1856). Siehe auch Pogg. Ann. **99**. p. 159—165 (1856).

2) W. C. Winlock, On the group b in the solar spectrum. Proc. Amer. Acad. **16**. p. 400 (1880).

3) W. A. Rogers, On a possible explanation of the method employed by Nobert in ruling his test plates. Proc. Americ. Acad. **11**. p. 237—255 (1875).

4) W. A. Rogers, On the first results from a new diffraction ruling engine. Proc. Americ. Assoc. 1879. p. 184—190; auch Americ. J. (3) **19**. p. 54—59 (1880).

von Mängeln der Schraube herrührend. 3. Fehler, die von falscher Stellung der Mutter, von ungleichem Durchmesser der Schraube, von mangelhafter Lagerung derselben, von variabeler Reibung des Wagens und dergl. herrühren.

Mallock[1]) hat eine Theilmaschine zur Herstellung von Gittern bauen lassen, welche Gitter von 6,5 : 6,5 Zoll theilen sollte. Er giebt eine Beschreibung und Abbildungen der Maschine und einzelner Theile, welche zeigen, dass die Construction gut durchdacht, aber, wie mir scheint, zu complicirt war. Er sagt, er habe bisher nur kleine Gitter mit 2000 und 4000 Linien pro Zoll hergestellt, finde aber keine Schwierigkeit, 100000 pro Zoll zu ziehen. Natürlich könne kein Microscop diese Theilung auflösen, aber ihre Anwesenheit erkenne man an dem blauen Lichtscheine, welchen das gebeugte Licht zeige, wenn man das Gitter sehr schräg in die Sonnenstrahlen halte. — Gitter von dieser Maschine sind mir nicht bekannt geworden, sie scheint sich also nicht bewährt zu haben.

Von einer Theilmaschine und damit getheilten Gittern, die A. Jedlik hergestellt, berichtet J. Fröhlich[2]).

400. Im Jahre 1882 theilte Rowland[3]) mit, dass es ihm gelungen sei, eine Schraube herzustellen, die nirgends einen Fehler von 0,00001 Zoll habe, und dass er auf der damit gebauten Theilmaschine Gitter hergestellt habe, welche bis zu 43000 Furchen pro engl. Zoll enthalten. Besser aber seien weniger Furchen, und als normal hätten sich bei seiner Maschine 14438 erwiesen. Ferner habe er die Theilung nicht nur, wie man es bisher stets gethan habe, auf einer ebenen Fläche angebracht, sondern auch auf Concavspiegeln von Metall. Wie wir bald sehen werden, bedeutete grade diese Einrichtung einen fundamentalen Fortschritt. — In den folgenden Jahren hat Rowland dann noch zwei weitere Maschinen gebaut, von denen die erste 20000 Linien pro Zoll, oder einen aliquoten Theil davon, die letzte 16000 Linien zieht; sie sind noch etwas vollkommner frei von periodischen Fehlern, als die erste Maschine.

Wadsworth hat den Plan zu einer Theilmaschine entworfen, welche viel breitere Gitter herzustellen gestattet und damit grösseres Auflösungsvermögen der Gitter giebt. Deren Bau hat im Jahre 1897 begonnen[4]). Auch Michelson[5]) hat eine kleine Maschine gebaut und plant eine grössere, welche Gitter von 40 cm Breite theilen soll.

Leider hat Rowland nie etwas Genaueres über die Construction seiner herrlichen Apparate veröffentlicht, obgleich nähere Details für jeden Physiker von höchstem Interesse sein müssten; grenzt es doch ans Unglaubliche, dass es möglich ist, auf einer Fläche von 5 · 5 engl. Zoll Breite 110000 parallele

---

1) A. Mallock, On a machine for ruling large diffraction gratings. Rep. Brit. Ass. 1882. p. 466—472.

2) J. Fröhlich, Wied. Ann. **1**. p. 324 (1877).

3) H. A. Rowland, Preliminary notice of the results accomplished in the manufacture and theory of gratings for optical purposes. Johns Hopkins Univ. Circ. **16**. p. 248—249 (1882); auch Phil. Mag. (5) **13**. p. 469—474; Nat. **26**. p. 211—213 (1882).

4) Siehe F. L. O. Wadsworth, Phil. Mag. (5) **43**. p. 321 (1897).

5) A. A. Michelson, J. de Phys. (3) **8**. p. 305—314 (1899).

Linien zu ziehen, deren Abstände in der erdrückenden Mehrheit alle gleich gross sein müssen, und wie die Leistungen des Gitters beurtheilen lassen, es auch wirklich sind. — Da ich die Maschine genau studirt habe, und Prof.

Fig. 120.

Rowlands Freundlichkeit eine Photographie derselben verdanke, welche in Fig. 120 reproducirt ist, will ich wenigstens einige Notizen über die Einrichtung der Maschine mittheilen.

401. Der wichtigste Theil der Theilmaschine ist natürlich die Schraube, die fest gelagert ist, und den zu theilenden Gegenstand mit Hülfe einer beweglichen Mutter fortbewegt. Gleichen Drehungen der Schraube sollen gleiche Verschiebungen der Mutter entsprechen, es ist daher offenbar die erste Bedingung, dass die Schraube überall genau die gleiche Ganghöhe besitze und frei von allen periodischen Fehlern sei. Rowland hat ein neues Prinzip für Herstellung von Schrauben beschrieben[1]), nach welchem seine Schrauben gemacht sind: es läuft darauf hinaus, dass man die Schraube zunächst wesentlich länger macht, als man sie benutzen will, dann eine Mutter herstellt, welche fast so lang ist, wie das zu benutzende Schraubenstück. Diese Mutter wird parallel der Axe in vier Sectoren zerschnitten; aussen ist die Mutter conisch mit sich verjüngenden Enden gestaltet, so dass man durch zwei übergeschobene Ringe, welche durch Schrauben zusammengezogen werden können.

1) H. A Rowland, Screw, Artikel der Encyclopädia Brit. 9. Aufl. Vol. 21. p. 552—553.

die vier Sectoren beliebig zusammenpressen kann. Diese Mutter wird über die Schraube gebracht und unter Anwendung von Schmirgel und Oel von einem Ende der Schraube zum andern gedreht, wobei man alle 10 Minuten die Mutter umkehrt; sie wird dabei allmählich mehr und mehr zugeschraubt. Wenn man dabei nach und nach die Hin- und Herbewegung der Mutter verkürzt, schliesslich Pariser Roth statt Schmirgel nimmt, das Schleifen etwa zwei Wochen dauern lässt, so erhält man eine tadellose Schraube. — Das Verfahren beruht, wie man leicht sieht, darauf, dass sich alle Fehler der Mutter und der Schraube ausgleichen. Für gute Schrauben ist noch eine Hauptbedingung, dass man den Durchmesser und die Ganghöhe nicht zu klein nimmt. Rowlands letzte Schraube hat etwas über 2 Zoll Durchmesser und 0 · 05 Zoll Ganghöhe. Die Schraube ist in dem Gestell der Theilmaschine so gelagert, dass ihre vollkommen planen Enden sich gegen schwach convexe Stahlpflöcke legen.

An dem einen Ende der Schraube, von der in der Figur bei a ein Stück sichtbar ist, ist eine Scheibe befestigt, an welcher das Zahnrad b angeschraubt ist, durch dessen Weiterdrehung um einen Zahn der zu theilende Körper jedesmal um ein Intervall weiter geschoben wird. Dies Zahnrad hat bei der dritten Maschine 750 Zähne, auf deren genaue Gleichheit es ebenso ankommt, wie auf Genauigkeit der Schraube. Die Zähne sind nach demselben Prinzip gleichmässig gemacht, wie die Schraube, indem das Rad zwischen zwei unter einem Winkel mit einander durch Kronräder verkuppelte Schrauben ohne Ende gebracht wurde und durch anhaltende Drehung das Rad und die Schrauben an einander abgeschliffen und alle Fehler ausgeglichen wurden.

Das Zahnrad muss absolut centrisch an der Schraube der Maschine befestigt sein; denn man übersieht leicht, dass wenn es excentrisch damit verbunden wäre, Drehungen des Rades um einen Zahn verschieden grossen Winkeldrehungen der Schraube entsprechen würden, dieselben würden ab- und zunehmen, sich je nach einer ganzen Umdrehung wiederholen, und es würde so ein periodischer Fehler in der Theilung auftreten, dessen Periode gleich der Anzahl der Zähne ist. Das Rad ist daher so befestigt, dass es sich etwas nach allen Seiten verschieben und dann festschrauben lässt, und seine Justirung ist eine sehr schwierige Aufgabe. Wie Rowland diese Aufgabe löst, wollen wir nachher besprechen.

Die Schraube ist in der Mitte zweier Δ förmiger Schienen gelagert, auf denen ein Schlitten gleitet, d, welcher das zu theilende Gitter e trägt. Dieser Schlitten ist mit der durch die Schraube fortbewegten Mutter verbunden, aber die Verbindung ist nicht eine feste, wie es bei den meisten Theilmaschinen üblich war, sondern die Verbindung ist eine zwangfreie. Die Mutter besteht aus zwei Hälften, deren Innenseite durch Pflöcke aus sehr hartem Holz, lignum vitae, gebildet ist, und jede Hälfte ist in complicirter Weise, die sich ohne Figuren nicht wohl verstehen lässt, mit dem Schlitten verbunden[1]. Rowland

1) Siehe den Artikel von Rowland unter 1) voriger Seite.

hat noch eine sehr sinnreiche Vorrichtung angebracht, um etwaige periodische Fehler in der Führung des Schlittens durch die Schraube zu compensiren, welche ich aber auch hier nur andeuten kann: mit der Mutter ist eine Stange fest verbunden, welche unter der Schraube und ihr parallel liegt; auf diese Stange kann ein Druck ausgeübt werden und dadurch die Stellung der Mutter etwas modificirt werden. Der Druck wird am andern Ende der Stange durch einen Hebel ausgeübt, der auf einem Rade ruht, welches in der Ebene des Zahnrades etwas excentrisch an der Schraube justirbar befestigt ist; wenn dies Rad genau centrirt ist, so ist es ohne Einfluss auf die Bewegung der Mutter, wenn man es aber excentrisch stellt, so kann man eine periodische Aenderung der Verschiebung hervorrufen, und somit eine vorhandene Periodicität corrigiren.

402. Unter rechtem Winkel gegen die Schraube liegen über ihr zwei weitere Schienen f, die in der Mitte unterbrochen sind; auf ihnen gleiten zwei fest mit einander verbundene Schlitten g, welche den Theildiamant tragen. Er ist am Ende eines Hebels befestigt, über dessen Einrichtung ich mich wegen Mangel an Detailzeichnungen auch ganz kurz fassen muss. Es ist die selbstverständliche Einrichtung getroffen, dass mittelst des Hebels der Diamant in die Höhe gehoben ist, während die Schraube das Gitter um ein Intervall verschiebt, und dass gleichzeitig die den Diamant tragenden Schlitten an das eine Ende ihrer Bahn geschoben werden. Nun senkt sich die Diamantspitze auf das Gitter; damit das nicht mit einem Stoss geschieht, wodurch die Spitze geschädigt würde, ist am anderen Ende des Hebels an einer verticalen Stange eine Platte angehängt, welche sich in einem Cylinder mit Oel befindet. Durch diese Oeldämpfung wird die Bewegung des Hebels eine ganz gelinde. Der Diamant wird nun über das Gitter gezogen und zieht seine Furche, worauf er wieder abgehoben wird. Dann wird wieder das Zahnrad um einen Zahn weiter gedreht, während die Diamantschlitten an das andere Ende ihrer Bahn befördert werden u. s. w.

Die gesammten Bewegungen werden durch einen kleinen Wassermotor herbeigeführt, der mittelst Schnurlaufs das in der Figur links sichtbare Rad C dreht. An dem vorderen Ende der Axe dieses Rades sieht man zunächst die Kurbel h, welche die Diamantschlitten hin- und herbewegt, und welche in leicht ersichtlicher Weise die Länge der Diamantstriche zu variiren gestattet. Dann folgt auf der Axe das Excenter i, auf welchem der Hebel k ruht, der die passende Hebung und Senkung des Diamanten besorgt. Endlich trägt die Axe noch zwei Excenterscheiben l, auf denen zwei Hebel ruhen, deren eigenartige Construction ich aber ebenfalls übergehen muss: sie fassen in das Zahnrad ein und bewirken, dass es bei jeder ganzen Umdrehung von h um einen Zahn im passenden Momente, — wenn nämlich der Diamant einen Strich gemacht hat und abgehoben ist, — weiter gedreht wird. Diese Excenter sind gegen andere austauschbar, welche durch grösseren Hub jedesmal um zwei, drei u. s. w. Zähne weiter drehen, so dass man, wie schon oben bemerkt, ausser der Normalzahl

von 16000 Strichen auch irgend einen aliquoten Theil herstellen kann. — Die Maschine zieht etwa 18—20 Striche pro Minute.

403. Die Maschinen sind in einem grossen Glasgehäuse in einem Kellerraum des physicalischen Institutes der Johns Hopkins Universität in Baltimore aufgestellt. Soll ein Gitter getheilt werden, so wird die Platte auf die Maschine gelegt, der Raum verschlossen und gewartet, bis sich die Temperaturänderungen, welche durch das Betreten des Raumes hervorgebracht waren, ausgeglichen haben [1]), und dann wird die Maschine von aussen in Gang gesetzt. Der Raum wird erst wieder betreten, wenn das Gitter fertig ist, und erst dann kann man sehen, ob es gelungen ist, oder ob die ganze Arbeit vergeblich war. Ames [2]) schreibt über die Schwierigkeit der Gitterherstellung: „A word should be said as to the difficulties of ruling gratings which may explain why so many orders for gratings remain unfilled. It takes months to make a perfect screw for the ruling engine, but a year may easily be spent in search of a suitable diamond point. The patience and skill required can be imagined. Most point make more than one furrow at a time, thus giving a great deal of diffused light. Moreover, few diamond points rule with equal ease and accuracy up hill and down. This effect of unequal ruling is especially noticeable in small gratings, which should not be used for accurate work. Again, a grating never gives symmetrical spectra; and often one or two particular spectra take all the light. This is of course desirable, if these bright spectra are the ones which are to be used. Generally it is not so. It is not easy to tell when a good ruling point is found; for a „scratchy“ grating is often a good one; and a bright ruling point always gives a „scratchy“ grating. When all goes well, it takes five days and nights to rule a 6 inch grating having 20000 lines to the inch. Comparatively no difficulty is found in ruling 14000 lines to the inch. It is much harder to rule a glass grating than a metallic one; for to all of the above difficulties is added the one of the diamond point continually breaking down. For this reason, Professor Rowland has ruled only three glass gratings. One of them has been lost, and the other two are kept in his own laboratory. These two were used by Dr. Bell in his determination of the absolute wave-length of the D-lines.“

404. Wir haben noch zu besprechen, auf welche Weise Rowland die Justirung des Zahnrades und der Excenterscheibe ausführt, welche den Zweck haben, die periodischen Fehler der Theilung zu vermeiden. Er giebt eine Andeutung der Methode in dem Artikel der Encyclopedia Britanica über die Schraube, indem er dort sagt, dass wenn man eine Theilung auf Glas durchschneide und die beiden Hälften auf einander lege, so dass die Linien der

1) Dass constante Temperatur aller Theile des Apparates eine erste Bedingung ist, versteht sich von selbst. Wadsworth [Phil. Mag. (5) **43.** p. 321 (1897)] findet, dass eine unsymmetrische Temperaturänderung der Gitterplatte oder Maschine um nur 0,2° C. das Gitter unbrauchbar machen können.

2) J. S. Ames, The concave grating in theory and practice. Johns Hopkins Univ. Circ. **8.** Nr. 73. 1886; auch Phil. Mag. (5) **27.** p. 369—384 (1889) und Astron. & Astrophys. **11.** p. 28—42 (1892).

Hälften einen kleinen Winkel mit einander bilden, die Lage der Durchschnittspunkte der Linien ein gutes Urtheil über die Genauigkeit der Theilung geben. Wenn nämlich die Linien absolut parallel und in genau gleichen Abständen liegen, so liegen die Durchschnittspunkte derselben auf geraden Linien; wenn dagegen ein periodischer Fehler in den Abständen vorhanden ist, so bilden die Durchschnittspunkte gekrümmte wellenartige Curven. — Bei den Metallgittern verfährt Rowland so, dass er mit ziemlich grosser Gitterconstante, — es wird z. B. nur jede vierte Linie gezogen, — ein Stückchen theilt. Dann wird die Platte in ihre Anfangslage zurückgebracht, um einen kleinen Winkel gedreht, und nun zum zweiten Mal darauf getheilt. Haben die Abstände einen periodischen Gang, so zeigen sich die eigenthümlichen wellenartigen Curven der Durchschnittspunkte der Linien, welche der Platte ein moiréeartiges Aussehen verleihen. Aus der Gestalt und Lage dieses Moirées kann man angenähert schliessen, wie gross der periodische Fehler sei, und kann nun rein empirisch an dem Zahnrad und dem Excenter verstellen bis das Moirée ganz oder zum grössten Theil verschwunden ist.

Diese Erscheinung ist übrigens schon früher in gleichem Sinne verwerthet worden. Rayleigh[1]) hat von Gittern Noberts photographische Copieen gemacht, je zwei derselben über einander gelegt, und dabei diese Streifen bemerkt. Er sagt: „Wenn die Gitter nahe parallel liegen, werden die Streifen unregelmässig wegen der Unvollkommenheit der Theilung. Diese Erscheinung kann vielleicht zur Prüfung der Gitter nutzbar gemacht werden.“ Ganz dieselbe Beobachtung bei derselben Gelegenheit macht dann Blake[2]), welcher Gitter von Nobert und Rutherfurd auf diese Weise vergleicht (und erstere besser findet.) Später ist Righi[3]) auf die Erscheinung aufmerksam geworden, und hat sie in einer umfangreichen Arbeit behandelt. Er hat dabei versucht, sich selbst Gitter herzustellen, und beschreibt seine Bemühungen. Die besten Betrachtungen über das Moirée aber stammen von Cornu.[4]) Es genüge, auf diese Arbeiten hinzuweisen, wo der Leser sich weiter orientiren kann; bei Cornu findet sich auch eine Abbildung.[5])

1) Lord Rayleigh, On the manufacture and theory of diffraction gratings. Phil. Mag. (4) **47**. p. 81—93, 193—205 (1874).

2) J. M. Blake, Note on diffraction gratings. Americ. J. (3) **8**. p. 33—39 (1874).

3) A. Righi, Sui fenomeni che si producono alla sovrapposizione di due reticoli e sopra alcune loro applicazioni. Nuovo Cim. (3) **21**. p. 203—208, **22**. p. 10—34 (1887).

4) A. Cornu, Sur diverses méthodes relatives à l'observation des propriétés appelées anomalies focales des réseaux diffringents. C. R. **116**. p. 1421—1428 (1893).

5) Gegenüber häufig sich findenden irrthümlichen Angaben (z. B. bei Scheiner, Spectralanalyse der Gestirne p. 61) sei bemerkt, dass alle in den Handel kommenden Rowlandschen Gitter in dessen Institut in Baltimore hergestellt und von ihm auf ihre Güte untersucht werden. Herr Brashear in Allhegheny, Pa., von welchem die Gitter zu beziehen sind, hat mit der Theilung gar nichts zu thun, sondern stellt nur die Spiegel her. Die grössten Gitter, mit einer getheilten Fläche von $5^1/_2$ Zoll kosten in bester Qualität 300 Dollar; es ist kein Preisunterschied zwischen ebenen und Concav-Gittern. Siehe Johns Hopkins Univers. Circul. **8**. Nr. 73. p. 79 (1889).

405. Bei der grossen Schwierigkeit, gute Gitter herzustellen, und dem entsprechend hohen Preise, lag es nahe, zu versuchen, ob man nicht von einem Gitter auf photographischem Wege Abdrücke machen könne. Lord Rayleigh hat sich wohl am eingehendsten und erfolgreichsten mit diesen Versuchen beschäftigt. In seiner ersten Notiz [1]) giebt er an, er habe ein Nobertsches Gitter mit 3000 Linien pro inch photographirt, und die Copieen seien kaum schlechter, als das Original. Man müsse nur ebenes Glas nehmen, jeder beliebige Trockenprocess sei geeignet, es sei zweckmässig, die Platte zu verstärken. Rayleigh versucht mit Erfolg auch einen anderen Process: er exponirt Chromgelatineplatten, und entwickelt mit heissem Wasser. Mit einem solchen Gitter erhält er sogar lichtstärkere Spectra, als mit dem Original, und meint, das liege an der Durchsichtigkeit der „Balken" des Gitters. Dieser zweite Process ist aber schwer verständlich, da Rayleigh ohne Umkehrung der Schicht, ohne Uebertragung, wie der photographische terminus technicus lautet, arbeitet, also von der Schicht eigentlich nichts gelöst werden kann.

Nach einer weiteren kurzen Notiz [2]) in der Versammlung der Brit. Assoc. in Brighton bespricht Rayleigh 1874 [3]) seine Versuche ausführlicher. Der Process mit Chromgelatine scheint ihm nicht sicher genug, dagegen empfiehlt er den Tanninprocess oder noch mehr Chlorsilber-Collodiumplatten, deren Behandlung genau angegeben wird. Als eigenthümliche Verstärkungsmethode nennt er die Behandlung der Platten mit Sublimat, wodurch sie natürlich ganz weiss werden. Rayleigh copirt jetzt mit Erfolg auch Gitter mit 6000 Linien pro inch, und meint, dass auch noch 10000 bis 12000 Linien zu reproduciren sein würden. Später [4]) kommt er in die Lage, diese Vermuthung zu bestätigen, indem es ihm gelingt, ein Gitter von Rutherfurd mit 17280 Linien pro inch zu copiren. Die Spectren erster Ordnung sind in den Copieen sogar zum Theil lichtstärker, als in dem Original, in den höheren Ordnungen aber treten dunkle Banden auf, deren Ursprung theoretisch und experimentell untersucht und auf nicht gleichmässige Berührung zwischen Original und Copie zurückgeführt wird. Rayleigh beschreibt hier auch Versuche, Metallgitter photographisch zu copiren: das Licht geht dabei durch die photographische Schicht, fällt dann auf das Gitter, wird von ihm reflectirt und wirkt bei der Rückkehr auf die Platte. Die Resultate werden schlechter, als mit Glasgittern. Endlich hat Rayleigh im Jahre 1896 [5]) über weitere Versuche berichtet. Er empfiehlt hier vor Allem den Process mit Chromgelatine, daneben hat er auch

1) J. W. Strutt, Preliminary note on the reproduction of diffraction gratings by means of photography. Proc. Roy. Soc. London. **20**. p. 414—417 (1872), auch Phil. Mag. (4) **44**. p. 392—394 (1872).

2) Lord Rayleigh, On the application of photography to copy diffraction-gratings. Rep. Brit. Ass. 1872. Not. & Abstr. p. 39—40.

3) Lord Rayleigh, On the manufacture and theory of diffraction gratings. Phil. Mag. (4) **47**. p. 81—93, 193—205 (1874).

4) Lord Rayleigh, On copying diffraction-gratings, and on some phenomena connected therewith. Phil. Mag. (5) **11**. p. 196—205 (1881).

5) Lord Rayleigh, The reproduction of diffraction gratings. Not. **54**. p. 332—333 (1896).

Processe mit Asphalt versucht, die zwar vortreffliche Resultate zu geben scheinen, aber einige zu grosse experimentelle Schwierigkeiten darbieten.

Auch Blake[1]) hat mit ziemlich den gleichen Resultaten wie Rayleigh Copieen von Gittern hergestellt, und ebenso hat 1893 Izarn[2]), offenbar ohne die Arbeiten Rayleighs zu kennen, dessen Verfahren mit Chromgelatine wiederholt. Derselbe hat auch, freilich ohne genügenden Erfolg, versucht Rowlandsche Concavgitter zu copiren.

406. Einen unphotographischen Weg zur Reproduction hat Quincke[3]) eingeschlagen: er versilbert auf chemischem Wege ein Glasgitter mit irgend einer der Versilberungsflüssigkeiten, dann verstärkt er die dünne Metallschicht electrolytisch durch Kupfer, bis die Schicht dick genug geworden ist, dass man sie vom Glase abziehen kann. Er hat so ein Reflexionsgitter in Silber hergestellt, welches hellere Spectren giebt, als das Original, weil die „Balken" aus Silber bestehen, wodurch sie, wie Rayleigh bemerkt[4]), so wirken, als ob sie vier Mal so dick wären als aus Glas. Rayleigh findet, dass sie sich nicht lange halten, und sucht den Process zu verbessern, giebt ihn aber schliesslich auf, da die Gitterfläche nie ganz eben ist. Endlich wäre zu erwähnen, dass Quincke[5]) von Gittern Abdrücke gemacht hat, indem er Collodium übergiesst und die getrocknete Haut abzieht; Rayleigh[6]) versucht ebenso, Abgüsse in Gelatine von Gittern zu machen, aber er verwirft diese Methode, schon weil sie das Gitter gefährdet.

407. Rayleigh[7]) hat schon Ueberlegungen angestellt, ob es nicht möglich wäre ein Gitter, zunächst in grossem Maassstabe herzustellen, etwa durch Zeichnung, und diese dann verkleinert zu photographiren. Er sagt aber zweifellos mit Recht: „I am now rather inclined to think that nothing would be gained by this course, that the construction of a grating of a given number of lines would not be greatly facilitated by enlarging the scale and that it is doubtful wether photographic or other lenses are capable of the work that would be required of them." Jewell[8]) schlägt trotzdem eine freilich in vielen Punkten veränderte Methode vor, um sehr grosse Gitter zu erzeugen, wie sie für astrophysicalische Zwecke sehr wünschenswerth wären: er will zunächst einen

1) J. M. Blake, Note on diffraction gratings. Amer. J. (3) **8**. p. 33—39 (1874).

2) Izarne, Reproduction photographique des réseaux et micromètres gravés sur verre. C. R. **116**. p. 506—508 (1893); Photographie des réseaux gravés sur métal. C. R. **116**. p. 794—795 (1893). Siehe auch A. Crova, Sur les bandes d'interférences des spectres des réseaux sur gélatine. C. R. **116**. p. 672—674 (1893).

3) G. Quincke, Optische Experimentaluntersuchungen. Pogg. Ann. **146**. p. 1—65 (1872) siehe p. 44.

4) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5) **11**. p. 196—205 (1881).

5) G. Quincke, Optische Experimentaluntersuchungen. Pogg. Ann. **146**. p. 1—65 (1872). Siehe p. 33.

6) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (4) **47**. p. 81—93 (1874).

7) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (4) **44**. p. 392—394 (1872) und Phil. Mag. (4) **47**. p. 81—93 (1874).

8) L. E. Jewell, The object-glass grating. Astron. & Astrophys. **13**. p. 44—48, 155—156 (1894).

tadellosen Spalt auf einer photographischen Platte herstellen, indem er einen gespannten Draht vor einem hellen Hintergrund photographirt, oder den Spalt, der durch parallele gespannte Drähte, an welche man zu beiden Seiten dunkle Schirme gelegt hat, gebildet ist. Ein solcher photographischer Spalt soll nun mittelst Objectivs auf eine grosse Platte photographirt werden, die sich auf einer Rowlandschen Theilmaschine befindet, und diese Aufnahme soll beliebig oft wiederholt werden, nachdem man die Platte jedesmal um den gleichen Betrag weiter geschoben hat. — Von einer solchen Platte könnten dann beliebig viele Abdrücke auch in verschiedenem Maassstabe gemacht werden. Jewell führt diesen Plan mit verschiedenen sehr sinnreichen Details weiter aus, und da es sich um Gitter mit kleiner Dispersion handelt, also nur relativ wenig Linien pro Zoll zu photographiren sind, so wäre die Verwirklichung in besonders geschickten Händen vielleicht nicht unmöglich. Die von Rayleigh angeführten Bedenken sind freilich sehr gewichtige.[1])

408. Endlich wäre zu erwähnen, dass auch das alte Verfahren von Fraunhofer, Gitter durch parallel ausgespannte Drähte herzustellen, mehrfach Wiederholung gefunden hat, namentlich wenn es sich um kleine Dispersion und vollständige Vermeidung von Absorption, wie sie beim Durchgang durch das Glas des Gitters eintritt, handelt. So beschreiben z. B. Desains und Curie[2]) ein Gitter, das 8 Drähte pro Millimeter enthielt, welches sie zur Messung im Ultraroth verwandten, wo ein Glasgitter nichts mehr durchgelassen hätte. In der Herstellung von solchen Gittern ist ein Fortschritt durch Du Bois und Rubens[3]) gemacht werden: Fraunhofer wickelte einen Draht um zwei identische möglichst vollkommene Schrauben, aber alle Fehler der Schrauben übertrugen sich so auf das Gitter, und sie vertheuerten dessen Herstellung sehr erheblich. Du Bois und Rubens wickeln zwei identische Drähte neben einander um einen Metallrahmen, wickeln dann den einen Draht wieder ab, löthen den gebliebenen Draht am Rahmen fest und schneiden dann die Drähte auf der einen Seite ab. So erhalten sie Gitter, bei welchen sehr genau die Zwischenräume gleich den Balken sind. Die Drähte werden aus Pt, Cu, Fe, Au, Ag, durch Ziehen durch ein feines Loch in einem Diamant oder Rubin hergestellt, und es gelingt ihnen die Dicke bis auf 0,025 mm herunter zu bringen, so dass sie 40 Drähte pro Millimeter haben. Es scheint aber, dass Gitter mit weniger dünnen Drähten vollkommener waren. Von einem solchen, bei dem die Dicke der Drähte 0, 1858 mm betrug, theilt Rubens[4]) mit, dass noch das Spectrum 107. Ordnung sichtbar war, und die 25. Ordnung so scharf wie die erste.

Ein nach ganz abweichenden Principien construirter Gitterapparat von

---

1) Siehe auch die Bemerkungen von F. L. O. Wadsworth, Astrophys. **3**. p. 61 (1896).

2) P. Desains et P. Curie, Recherches sur la détermination des longueurs d'onde des rayons calorifiques à basse température. C. R. **90**. p. 1506—1509 (1880).

3) H. E. J. G. du Bois und H. Rubens, Polarisation ungebeugter ultrarother Strahlung durch Metalldrathgitter. Wiedem. Ann. **49**. p. 593—632 (1893).

4) H. Rubens und E. F. Nichols, Versuche mit Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge. Wiedem. Ann. **60**. p. 418—462 (1897).

Michelson, das Stufengitter, soll später besprochen werden, wenn wir die Theorie der Gitter behandelt haben.

409. Für die Gitter und ebenso für die Heliostaten und die sonst zur Reflexion des Lichtes bei spectralen Versuchen benutzten Spiegel ist es eine wichtige Frage, ob deren Substanz auch im Stande ist, alle Wellenlängen genügend zu reflectiren. Genauere Auskunft giebt die Messung der Reflexion verschiedener Wellenlängen, und es würde danach die Wahl der zu Spiegeln zu nehmenden Substanz zu treffen sein. Im Allgemeinen zeigt sich, wie vorweg bemerkt sein mag, dass alle zu Spiegeln benutzten Substanzen desto stärker reflectiren, je langwelliger das Licht ist.

Aeltere Versuche derart benutzten nur unzerlegte Strahlung und hatten zum Theil mehr den Zweck zu untersuchen, wie sich die Reflexion mit dem Incidenzwinkel ändert, und ob der Versuch mit den theoretisch berechenbaren Zahlen übereinstimmt. Wir können über diese Versuche rasch fortgehen, es wird im Wesentlichen genügen, sie aufzuzählen. De la Provostaye und Desains[1]) beobachten die Reflexion von Wärmestrahlen an verschiedenen Metallen und Spiegelmetall, nachdem die Strahlung durch Glas oder durch berusstes Steinsalz gegangen; immer wird die letztere Strahlung, d. h. die langwelligere, stärker reflectirt. — Rood[2]) findet, dass von Glasflächen, die nach Liebigs Verfahren versilbert sind, bei einer Gasflamme als Lichtquelle 92,5% reflectirt werden, wenn der Incidenzwinkel 5° beträgt. Foucault[3]) findet, ein nach Martins Verfahren versilberter Spiegel reflectire neu von sichtbaren Strahlen 92—94%, alt 83—91%. Chardonnet[4]) giebt an, die Güte der Politur beeinflusse nur die Quantität des reflectirten Lichtes, nicht seine Zusammensetzung; Silber lasse die Strahlen zwischen O und T des Sonnenspectrums durch, reflectire diesen Theil des Spectrums also nicht[5]). Conroy[6]) misst photometrisch die Menge des reflectirten weissen Lichtes, findet sie je nach dem Einfallswinkel für Silber zu 70—80%, für Stahl zu 54—63%, für Zinn zu 40—65%, für Spiegelmetall zu 66—70%. Auch von Lord Rayleigh[7]) sind Versuche angestellt, die für unseren Zweck nicht von Bedeutung sind.

1) F. de la Provostaye et P. Desains, Mémoire sur la réflexion des différentes espèces de chaleur par les métaux. C. R. **28**. p. 501—503 (1849); Sur la réflexion de la chaleur. C. R. **31**. p. 512—515 (1850), Ann. chim. et phys. (3) **30**. p. 276—286 (1850).

2) O. N. Rood, Photometric experiments. Amer. J. (2) **49**. p. 142—152 (1870).

3) Siehe C. Wolf, Sur le provoir réflecteur des miroirs en verre argenté. C. R. **74**. p. 441 —444 (1872).

4) E. de Chardonnet, Étude expérimentelle de la réflexion des rayons actiniques: influence du poli spéculaire. C. R. **95**. p. 449—451 (1882), J. de Phys. (2) **1**. p. 549—552 (1882). Siehe auch J. de Phys. (2) **1**. p. 305—312 (1882).

5) Diese Thatsache war schon von Stokes und W. A. Miller, gefunden (siehe §. 94 und 95), sie ist später sehr häufig von Neuem constatirt worden.

6) Sir J. Conroy, On the amount of light reflected by metallic surfaces. Proc. Roy. Soc. **35**. p. 26—39 (1883): ibid. **36**. p. 187—198 (1884); ibid. **37**. p. 36—42 (1884).

7) Lord Rayleigh, On the intensity of hight reflected from certain surfaces at nearly perpendicular incidence. Proc. Roy. Soc. **41**. p. 275—294 (1886).

Der erste, welcher spectral zerlegtes Licht maass, war Langley[1]), indem er für Silber die Reflexion zwischen 3500 und 7860 feststellte. In demselben Jahre hat Rubens[2]) für zahlreiche Metalle, Ni, Ag, Au, Cu, Fe, mit dem Bolometer die von einem Zirconbrenner ausgehende und durch ein Glasprisma spectral zerlegte Strahlung auf ihre Reflexion untersucht zwischen den Grenzen 0,45 μ und 3,0 μ. Seine Resultate sind bis auf die des Silbers in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

λ	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,80	0,90	1,00	1,15	1,40	1,65	2,00	2,3—2,7	2,7—3,2
Au	43,4	56.1	71,1	80,5	85,3	90,3	92,4	95.2	96,8	97,3	97,0	97,0	95,4	89,0	84.2
Ca	53,0	54,8	70,0	77,7	80,7	83,3	85,4	87,3	88,9	89,5	91,3	93,0	93,9	95,0	96,4
Fe	58,7	57,7	56,1	57,6	59,6	61,4	63,4	64,7	69,0	72,3	74,3	78,4	80,5	86,6	89,6
Ni	61,7	61,0	62,1	63,4	65,8	67,8	70,4	73,1	77,4	80,4	81,7	83,9	84,5	88,0	91,7

Dann hat Nichols[3]) mit Hülfe seines Radiometers und eines Fluoritprismas die Reflexion am Silber bis zu 9 μ verfolgt, und ich stelle in der folgenden Tabelle die Messungen für Silber von Langley, Rubens, Nichols und die gleich zu besprechenden von Hagen und Rubens zusammen:

λ	0,35	0,38	0,40	0,43	0,44	0,45	0,49	0,50	0,54	0,55	0,59	0,60	0,64	0,65	0,70	0,75	0,80
Nichols	—	—	—	82,7	86,4	—	90.1	—	91,5	—	91,6	—	93,6	—	—	95.0	—
Rubens	—	—	—	—	—	87,0	—	88,3	—	90,3	—	92,7	—	93.3	94,9	—	95.2
Langley	61	73	79	—	—	85	—	89	—	91	—	92	—	93	93	94	
Hagen	—	—	—	—	—	90,6	—	91,8	—	92,5	—	93	—	93,6	94,6	—	—

λ	0,90	1,00	1,15	1,40	1,65	2,00	2,50	3,00	3,50	4,00	6,0	7,0	8,0	9,0
Nichols	96,0	—	—	—	—	97,2	96,5	97,3	98,3	100	99,8	99,6	99,0	100
Rubens	95,8	96,5	97,0	97,4	97,7	97,3	97,0	98,3	—	—	—	—	—	—
Langley	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Hagen	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Dann hat Trowbridge[4]) mit Radiometer und Sylvinprisma die Reflexionsfähigkeit an Gold, Messing, Kupfer, Eisen, Nickel und Spiegelmetall bis zu 15 μ hin verfolgt, indem er sie mit der des Silbers vergleicht und diese für längere Wellen, als 9 μ, gleich, 100% setzt, entsprechend Nichols. Ich will nur noch einen kurzen Auszug aus seiner Tabelle geben:

λ	Au	Messing	Cu	Fe	Ni	Spiegelmetall
2 μ	95,6	91,0	92,9	78,7	82,9	82,3
4 μ	98,0	95,7	97,6	91,8	93,6	91.9
6 μ	98,2	96,0	—	96.0	96,7	91.5
8 μ	98,7	98,3	99,1	97,8	98,7	93.1
10 μ	97,8	96,4	100	96.6	95,6	92,6
13 μ	99,4	98,9	100	97,3	96.8	93,1
15 μ	—	—	—	97,2	100	95.5

1) S. P. Langley, Energy and vision, Amer. J. (3) **36**. p. 359—379 (1888), auch Phil. Mag. (5) **27**. p. 1—23 (1889), Ann. chim. et phys. (6) **17**. p. 62—93 (1889).

2) H. Rubens, Die selective Reflexion der Metalle. Wied. Ann. **37**. p. 249—268 (1889).

3) E. F. Nichols, Ueber das Verhalten des Quarzes gegen Strahlen grosser Wellenlänge, untersucht nach der radiometrischen Methode. Berl. Ber. 1896 p. 1183—1196, auch Wied. Ann. **60**. p. 401—417 (1897).

4) A. Trowbridge, Ueber die Dispersion des Sylvins und das Reflexionsvermögen der Metalle. Wied. Ann. **65**. p. 595—620 (1898).

Mach hat eine neue Legirung aus Aluminium und Magnesium eingeführt, welche sich durch sehr gute Haltbarkeit und starke Reflexion auszeichnet. Schumann[1]) hat photographisch ihre Wirksamkeit für sehr kurze Wellen bis zu 1852 A. E. hin verfolgt und mit der von Silber auf Glasunterlage (Foucaultsche Spiegel), Spiegelmetall von Rosse (4 Molecel Cu und 1 Molecel Sn), Spiegelmetall von Brashear, welches zu Rowlands Gittern verwandt wird (68,2% Cu und 31,8% Sn), verglichen. Für die kurzen Wellen wächst die Stärke der Reflexion in der genannten Reihenfolge. Von den Mach'schen Legirungen erwiesen sich am besten die mit IV und V bezeichneten, welche 1,25 Al auf 1 Mg, resp. 27 Al auf 24,3 Mg enthalten. Immerhin wuchs die nöthige Expositionszeit, wenn das Licht durch einmalige Spiegelung in den Spectrographen geschickt wurde, auf das 1½—2fache derjenigen, welche bei directer Belichtung nöthig war.

Endlich ist von Hagen und Rubens[2]) eine sehr sorgfältige Messung der Reflexion der sichtbaren Wellen zwischen 4500 und 7000 für zahlreiche Metalle und Legirungen ausgeführt worden, von der ich ebenfalls einen kleinen Auszug gebe.

λ	450	500	550	600	650	700
Platin	55,8	58,4	61,1	64,2	66,3	70,1
Stahl	58,6	59,6	59,4	60,0	60,1	60,7
Kupfer	48,4	53,3	59,5	83,5	89,0	90,7
Spiegelmetall etwa	61,9	63,3	64,0	64,4	65,4	68,5
Mach's Legirung	83,4	82,5	82,1	83,8	84,9	84,4

Nach all diesen Zahlen erweist sich Silber als sehr überlegen, aber es hat den unangenehmen Fehler, dass es einen Theil des ultravioletten Spectrums hindurchlässt, und würde daher zur Anfertigung von Gittern unbrauchbar sein. Dann folgt, wenigstens für die kürzeren Wellen die Mach'sche Legirung, und es würde wohl den Versuch lohnen, auf ihr Gitter zu theilen.

ZWEITER ABSCHNITT.

Die ebenen Gitter.

410. Es sollen zunächst nur die ebenen Gitter behandelt werden.

Lord Rayleigh bemerkt mit Recht, dass in den verschiedenen Lehrbüchern der Physik oder Optik sich weitläufige Besprechungen über die Gitter vorfinden, die eigentlich mit den Fragen, über welche man bei der praktischen Benutzung der Gitter Auskunft haben möchte, sehr wenig zu thun haben. Sie behandeln nämlich hauptsächlich die Frage nach der Intensitätsvertheilung in den durch Gitter erzeugten Spectren, gehen dabei aber von Voraussetzungen über die Beschaffenheit der Gitter aus, die nie ganz, nur bei einzelnen an-

1) L. Mach und V. Schumann, Ueber ein neues Spiegelmetall und dessen optische Untersuchung. Wien. Ber. **108**. p. 135 – 162 (1899).

2) E. Hagen und H. Rubens, Das Reflexionsvermögen von Metallen und belegten Glasspiegeln. Zs. f. Instrkde. **19**. p. 293—306 (1899).

nähernd, erfüllt sind. Sie setzen nämlich voraus, das Gitter bestehe aus abwechselnd ganz durchsichtigen und ganz undurchsichtigen Theilen, die in einer Ebene liegen. Das ist annähernd erfüllt bei Drahtgittern und bei solchen, welche die Theilung in Silber, Russ und ähnlichen undurchsichtigen Substanzen auf Glas enthalten, wenn man sie in Durchsicht benutzt. Die Voraussetzung ist aber gar nicht erfüllt bei allen Gittern, welche in Reflexion benutzt werden, ferner bei den Gittern, welche direct in Glas geritzt sind, oder in einer anderen durchsichtigen Substanz, oder wo die Zwischenräume zwischen den Spalten nicht ganz undurchsichtig sind.

Die Frage, auf welche Weise überhaupt ein nur in Glas getheiltes Gitter wirkt, ist von Quincke aufgeklärt worden. Die Strahlen, welche das unversehrte Glas durchdringen, haben einen grösseren Weg in Glas zu durchlaufen, als die durch die Furchen gehenden Strahlen, und daher erhalten diese beiden Bündel eine Phasendifferenz, in Folge deren sie interferiren. Quincke[1]) zeigt, dass genau dieselbe Wirkung zu Stande kommt, als wenn die einen Theile ganz undurchsichtig, die anderen durchsichtig wären. Ebenso beruhen die Reflexionsgitter auf der Thatsache, dass die in der Tiefe der Furchen reflectirten Strahlen ein Stück in Luft hin und zurück gehen müssen, um in die unversehrte Ebene des Gitters zu kommen, von welcher die anderen Strahlen direct reflectirt werden, wodurch wiederum eine Phasendifferenz eintritt. In allen diesen Fällen aber hat die gewöhnlich gegebene Theorie über die Intensitätsvertheilung im spectralen Bilde gar keine Bedeutung mehr; die Intensitätsvertheilung hängt allein von den Phasendifferenzen der interferirenden Strahlen ab, d. h. von der Gestalt der Furchen und der zwischen ihnen stehen gebliebenen Theile. Ueber diese Gestalt aber geben unsere besten Microscope keine Auskunft mehr, wir sind auch nicht in der Lage, sie bei der Theilung willkürlich zu bestimmen, sondern sie ist durch die zufällige Gestalt der Diamantspitze bedingt, über welche wir wiederum wegen der Kleinheit der in Frage kommenden Dimensionen durch die Microscope nichts erfahren. So ist die Wirkung jedes Gitters in Bezug auf die Intensitätsvertheilung dem Zufall überlassen, und es giebt keine zwei Gitter in der Welt, bei denen sie identisch wäre, ebensowenig wie ein Gitter, bei welchem sie der Theorie entspräche.

411. Wir wollen uns nach diesen vorausgeschickten Bemerkungen zunächst mit der Lage der Bilder beschäftigen, von ihrer Intensität absehen.

Wir setzen voraus, unser Gitter sei so beschaffen, dass es aus durchsichtigen und undurchsichtigen, mehr oder weniger durchsichtigen, oder endlich aus durchsichtigen, aber mehr oder weniger dicken Theilen bestehe, so aber, dass sich die Verhältnisse periodisch wiederholen. Wir nennen die sich periodisch wiederholende Strecke, innerhalb deren die Verschiedenheiten vorkommen, die Gitterconstante a. Wir denken uns ferner auf das Gitter falle paralleles Licht auf, welches von einem den Spalten oder Furchen parallelen Spalte

1) G. Quincke, Ueber Beugungsgitter. Pogg. Ann. **146**. p. 1—65 (1872).

kommt; hinter dem Gitter befinde sich eine Linse, welche das in einer bestimmten Richtung das Gitter verlassende Licht in einem Bilde wieder vereinigt. In der Fig. 121 stelle AC ein Stück des Querschnittes durch die Gitterfläche senkrecht zu den Furchen dar; es sei $AB = BC = \ldots = a$.

Die einfallenden homogenen Strahlen A_1A, B_1B, C_1C mögen mit der Gitternormale den Winkel α bilden, sie haben in der Wellenebene AE alle die gleiche Phase, erreichen also die Gitterfläche mit von A an wachsendem Gangunterschied, der durch den Abstand von der Wellenebene AE gemessen wird. Jeder von ihnen getroffene Punkt der Gitterfläche kann nach dem Huygens'schen Princip als neues Wellencentrum betrachtet werden, von welchem Strahlen nach allen Richtungen ausgehen. Wir fassen die Strahlen ins Auge, welche mit der Gitternormalen den Winkel β bilden, und denken sie uns durch die Linse vereinigt. Da eine Linse bekanntlich keinen Gangunterschied hervorbringt, so kommen sie im Bilde mit den Gangunterschieden zusammen, welche sie in einer zu ihrer Richtung senkrechten Ebene, z. B. AFG, haben.

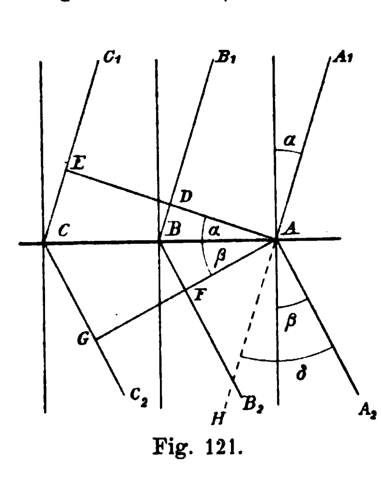


Fig. 121.

Wir können das gesammte auf das Gitter fallende Licht zerlegt denken in Bündel, welche durch je einen der sich periodisch wiederholenden Streifen des Gitters gehen, also in der Figur die Bündel A_1A bis B_1B, B_1B bis C_1C u.s.w., denen im betrachteten gebeugten Licht die Bündel AA_2 bis BB_2, BB_2 bis CC_2 u. s. w. entsprechen. Der erste Strahl des ersten Bündels hat gegen den ersten Strahl des zweiten den Gangunterschied: $DB + BF$, gegen den ersten Strahl des dritten Bündels: $EC + CG = 2(DB + BF)$ u. s. w.

Da die Structurdifferenzen im Gitter innerhalb jedes Bündels sich von Bündel zu Bündel identisch wiederholen, wird sich zu jedem Strahl des ersten Bündels einer im zweiten, dritten u. s. w. finden, der dieselbe Gangdifferenz hat, die wir für den ersten Strahl der Bündel fanden. Jeder Strahl des ersten Bündels wird daher durch alle übrigen Bündel am meisten verstärkt werden, wenn obige Gangdifferenz ein Vielfaches einer Wellenlänge des benutzten Lichtes ist, d. h. wir werden im Bilde maximale Helligkeit erhalten für solche Richtungen, dass $DB + BF = m\lambda$, wo m eine ganze Zahl bedeutet. Die Figur ergiebt

$$(1) \qquad DB + BF = a(\sin\alpha + \sin\beta) = 2a\sin\frac{\alpha+\beta}{2}\cos\frac{\alpha-\beta}{2} = m\lambda.$$

Nennen wir die Ablenkung der betrachteten Strahlen von ihrer ursprünglichen Richtung, den Beugungswinkel, δ, so zeigt die Figur, dass $\delta = HAA_2 = \alpha + \beta$ Wir können also auch die Richtungen, in welchen Lichtmaxima vorhanden sind, definiren durch die Gleichung

$$(2) \qquad 2a \sin\frac{\delta}{2}\cos\frac{\alpha-\beta}{2} = m\lambda.$$

Fällt das Licht senkrecht auf das Gitter auf, so ist $\alpha = 0$ und die Gleichung (1) vereinfacht sich zu

$$(3) \qquad a \sin\beta = m\lambda.$$

Genau dieselben Gleichungen gelten für reflectirende Gitter. In der Fig. 122 sind für dieselben Punkte dieselben Buchstaben gewählt, wie in Fig. 121, und man sieht, dass die Gangdifferenz der ersten Strahlen der beiden ersten gebeugten Bündel ist: DB + BF. Ist dies gleich einem ganzen Vielfachen der Wellenlänge, so erhalten wir ein Lichtmaximum im Beugungsbilde, d. h. die Maxima liegen in Richtungen, die gegeben sind durch

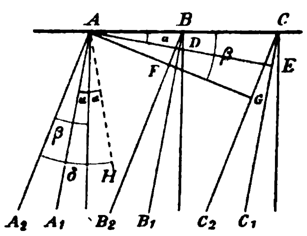


Fig. 122.

$$DB + BF = a(\sin\alpha + \sin\beta) = m\lambda = 2a\sin\frac{\alpha+\beta}{2}\cos\frac{\alpha-\beta}{2}.$$

Nennen wir auch hier Beugungswinkel δ den Winkel zwischen dem gebeugten und dem direct reflectirten Strahl, AH, so ist wieder $\delta = \alpha + \beta$.

412. Wir wollen der Einfachheit halber nur den Fall weiter discutiren, wo das Licht senkrecht einfällt, der Incidenzwinkel $\alpha = 0$ ist. Dann gilt also die Gleichung (3): $a\sin\beta = m\lambda$.

Für $m = 0$ wird $\sin\beta = 0$, wir erhalten das directe, unabgelenkte Bild, zu dessen beiden Seiten, für positive und negative Werthe von m, eine Reihe weiterer Bilder liegen. Die Gleichung zeigt weiter, dass der Sinus des Ablenkungswinkels proportional der Wellenlänge des benutzten Lichtes ist, die Bilder im violetten Lichte werden weniger abgelenkt, liegen näher an einander, als die des rothen Lichtes. Fällt daher weisses Licht ein, so erhalten wir für $m = 0$ ein mittleres weisses Bild, für $m = +1$ oder $m = -1$ zu beiden Seiten Spectra, deren kurzwelliges Ende dem mittleren Bilde zugekehrt ist, die sogenannten Spectra erster Ordnung, für $m = \pm 2$, ± 3 u. s. w. die Spectra zweiter, dritter u. s. w. Ordnung, welche stärker abgelenkt sind. Die Länge der Spectra nimmt der Ordnungszahl proportional zu; denn nennen wir die Grenzwellenlängen des Spectrums λ_1 und λ_2, die entsprechenden Beugungswinkel β_1 und β_2, so ist die Länge des Spectrums erster Ordnung gegeben durch: $\sin\beta_1 - \sin\beta_2 = \frac{1}{a}(\lambda_1 - \lambda_2)$, die des Spectrums zweiter Ordnung durch: $\sin\beta_1 - \sin\beta_2 = \frac{2}{a}(\lambda_1 - \lambda_2)$ u. s. w. An jeder Stelle des Beugungsbildes liegt nicht nur ein Maximum einer Wellenlänge; denn für einen bestimmten Beugungswinkel β kann sein: $a\sin\beta = m\lambda = 2m\frac{\lambda}{2} = 3m\frac{\lambda}{3}$ u. s. w., d. h.: Wenn an einer Stelle die Wellenlänge λ des Spectrums m ter Ordnung liegt, so befindet sich an derselben

Stelle die Wellenlänge $\frac{\lambda}{2}$ des Spectrums 2mter Ordnung u. s. w. So wird beispielsweise die Wellenlänge $\lambda = 6000$ der ersten Ordnung zusammenfallen mit $\frac{\lambda}{2} = 3000$ der zweiten, $\frac{\lambda}{3} = 2000$ der dritten u. s. w.; ebenso wird $\lambda = 6000$ der dritten Ordnung coincidiren mit $3\lambda = 18000$ der ersten Ordnung, $\frac{3}{2}\lambda = 9000$ der zweiten, $\frac{3}{4}\lambda = 4500$ der vierten, $\frac{3}{5}\lambda = 3600$ der fünften, $\frac{3}{6}\lambda = 3000$ der sechsten u. s. w.

Die Gleichung (3) zeigt ferner, dass nicht für beliebig enge Theilung des Gitters Spectra durch dasselbe erzeugt werden: Schreiben wir sie $\sin\beta = m\frac{\lambda}{a}$, so kann $\sin\beta$ höchstens gleich 1 sein für $\beta = 90^0$; für $m = 1$ darf also $\frac{\lambda}{a}$ auch höchstens gleich 1 sein, d. h. die Gitterconstante darf nicht kleiner sein, als die Wellenlänge des Lichtes; jedes Gitter kann bei senkrechter Incidenz als grösste Wellenlänge im Spectrum erster Ordnung diejenige geben, welche gleich der Gitterconstante ist, und sie findet sich unter dem Beugungswinkel von 90^0.

413. Die Gleichung (2) zeigt, dass wir auch bei Gittern von einem Minimum der Ablenkung sprechen können. $\sin\frac{\delta}{2}$ ist ein Minimum, wenn $\cos\frac{\alpha-\beta}{2}$ ein Maximum ist, d. h. wenn $\alpha - \beta = 0$, $\alpha = \beta$, d. h. bei durchgehendem Licht: wenn der gebeugte Strahl denselben Winkel mit dem Loth bildet, wie der einfallende Strahl; bei reflectirtem Licht: wenn der einfallende und der gebeugte Strahl zusammenfallen.[1]) In beiden Fällen (ebenso wie beim Prisma unter dem Minimum der Ablenkung) bleibt die Breite des Strahlenbündels unverändert, das Gitter vergrössert weder, noch verkleinert es die Winkelbreite des durch dasselbe betrachteten Gegenstandes.

414. Wir haben uns nun näher mit der Beschaffenheit der durch das Gitter erzeugten Lichtmaxima zu beschäftigen.[2])

Wenn homogenes Licht von einer leuchtenden Linie ausgeht, durch einen ihr parallelen Spalt gebeugt und durch eine Linse ein Bild entworfen wird, so zeigt die Theorie der Beugungserscheinungen, dass wir eine Reihe abwechselnd heller und dunkler Streifen parallel der Lichtlinie erhalten. Die Lichtminima sind vollkommen dunkel, von ihnen aus nimmt die Helligkeit allmählich zu und wieder ab in jedem hellen Streifen. Der helle Streif in der

1) Dass auch bei reflectirenden Gittern ein Minimum der Ablenkung existirt, bemerkt zuerst wohl E. Mascart, Ann. éc. norm. **1**. p. 219—262 (1864); dann auch H. Merczyng, Polnische Wissensch. Jahrg. Jahrg. **3**. p. 119—128 (1882)*, Beibl. **8**. p. 387—388 (1884), und N. Egoroff, J. de Physique (2) **2**. p. 580 (1883).

2) Siehe zu dem Folgenden namentlich die Betrachtungen von Lord Rayleigh: On the manufacture and theory of diffraction gratings. Phil. Mag. (4) **47**. p. 81—93, 193—205 (1874); und den Artikel: Wave theory of light in der Encyclopaedia Britannica. 9. Aufl. Bd. **24**. p. 421—459.

Mitte des Bildes entspricht dem Punkte, wo alle secundären Wellen, die wir nach dem Huygens'schen Princip als von den Punkten der beugenden Oeffnung uns ausgehend denken können, ohne Phasendifferenz zusammenkommen. Die Lichtminima liegen in Richtungen, für welche die von den Rändern der beugenden Oeffnung kommenden Wellen einen Gangunterschied von $m\lambda$ haben, wobei m irgend eine ganze Zahl bedeutet. Von der mittelsten hellen Franse aus nimmt die Helligkeit nach beiden Seiten ab, bis schliesslich die Intensität zu gering wird, um noch auf das Auge zu wirken. Je breiter die beugende Oeffnung ist, desto schmaler wird das Beugungsbild.

Soweit das Beugungsbild reicht, ist also das ganze Gesichtsfeld mit der Farbe von der betreffenden Wellenlänge erfüllt, bis auf die Stellen, wo die Minima liegen. Bei Beleuchtung mit weissem Licht werden wir daher an jeder Stelle alle Farben haben, wenn auch in sehr verschiedener Intensität, bis auf eine, welche dort gerade ihr Minimum hat. Die Erscheinung ist also zu spectroscopischen Zwecken unbrauchbar, da es sich hier um möglichste Trennung benachbarter Wellenlängen handelt.

Haben wir statt einer Oeffnung eine grosse Anzahl identischer neben einander, ein Gitter, so bekommen wir, wie oben besprochen, Lichtmaxima in den Richtungen, für welche der Gangunterschied zwischen dem ersten Strahl je zweier benachbarter Oeffnungen (oder sich periodisch in identischer Weise wiederholenden Theile des Gitters) 1, 2. 3 . . m Wellenlängen beträgt. Jedes dieser Bilder ist ein Beugungsbild, wie wir es für einen Spalt besprochen haben, d. h. es besteht aus einer hellsten Franse in der Mitte, die von seitlichen viel schwächeren und durch ganz dunkle Minima davon getrennten weiteren Fransen begleitet ist. Diese Minima liegen wieder bei jedem Beugungsbild in solchen Richtungen, dass für sie der Gangunterschied für die von den Rändern des Gitters kommenden Strahlen $\pm \lambda$, $\pm 2\lambda$ u. s. w. gegen den Gangunterschied des mittelsten Maximums des betreffenden Bildes beträgt. Je grösser die Zahl der Oeffnungen, desto heller wird relativ das mittlere Maximum. Es handelt sich nun darum, zu untersuchen, wie weit die Trennung benachbarter Wellenlängen ermöglicht ist. Rayleigh löst die Frage folgendermaassen: Das Bild mter Ordnung liegt in einer solchen Richtung, dass, wenn n-Oeffnungen vorhanden sind, der Gangunterschied zwischen den Randstrahlen $mn\lambda$ beträgt, während wir für $mn\lambda \pm \lambda$ die ersten Minima zu beiden Seiten haben. Fällt etwa in die durch $(mn + 1)\lambda$ characterisirte Richtung das mte Maximum der Wellenlänge $\lambda + \delta\lambda$, so können wir sagen, dass diese beiden Wellenlängen scharf getrennt sind; wir haben also $(mn + 1)\lambda = mn(\lambda + \delta\lambda)$, woraus folgt:

$$(4) \qquad r = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mn.$$

[Die Breite einer Linie ist danach leicht zu berechnen [1]): der Gangunter-

1) Siehe H. A. Rowland, Gratings in theory and practice. Astron. & Astrophys. 12. p. 129—149 (1893).

schied für die Randstrahlen ist, wenn $b = na$ die Breite des Gitters bedeutet, bei senkrechter Incidenz: $b \sin\beta$, allgemein: $b(\sin\alpha + \sin\beta)$. Das Maximum in m ter Ordnung haben wir bei senkrechter Incidenz nach Obigem für $b\sin\beta = mn\lambda$, die beiderseitigen Minima bei: $b\sin\beta' = (mn+1)\lambda$ und $b\sin\beta'' = (mn-1)\lambda$. Die Breite der Linie ist gegeben durch

$$\sin\beta' - \sin\beta'' = 2\frac{\lambda}{b} = \frac{2\sin\beta}{mn}].$$

Die Grösse $r = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$ nennt man das **Auflösungsvermögen** oder die **auflösende Kraft** oder Definition (resolving power nach **Rayleigh**, defining power nach **Rowland**) des Gitters. Sie giebt an, um welchen Bruchtheil der Wellenlänge eine Linie von einer anderen verschieden sein muss, damit die Linien völlig getrennt werden. Bei den beiden Natriumlinien ist z. B. die Wellenlänge rund 6000, der Unterschied 6, also $\frac{\lambda}{\lambda\delta} = 1000$, und ein Gitter, welches diese Linien trennen soll, muss das Auflösungsvermögen 1000 haben.

Wir wollen obige Annahme von **Rayleigh**, dass zwei Linien getrennt erscheinen, wenn das Maximum des Beugungsbildes der einen mit dem ersten Minimum der zweiten coincidirt, noch etwas genauer erörtern. Nach der Theorie der Beugung ist die Intensitätscurve des Beugungsbildes eines Spaltes gegeben durch:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} J^2\,d\eta = \frac{a^2 b}{\lambda f}\,\frac{\sin^2\left(\frac{\pi a \xi}{\lambda f}\right)}{\frac{\pi^2 a^2 \xi^2}{\lambda^2 f^2}},$$

wo ξ die Abscisse, η die Ordinate, a die Breite, b die Länge des Spaltes, f die Brennweite der Linse, λ die Wellenlänge bedeutet. Die Intensität des Bildes an verschiedenen Stellen ist also bedingt durch den Werth von $\frac{\sin^2 u}{u^2}$, wenn wir $\frac{\pi a \xi}{\lambda f} = u$ setzen. **Rayleigh** giebt folgende Tabelle:

u	$u^{-2}\sin^2 u$	u	$u^{-2}\sin^2 u$	u	$u^{-2}\sin^2 u$
0	1,0000	$\frac{2}{3}\pi$	0,1710	$\frac{4}{3}\pi$	0,0427
$\frac{1}{6}\pi$	0,9119	$\frac{3}{4}\pi$	0,0901	$\frac{3}{2}\pi$	0,0450
$\frac{1}{4}\pi$	0,8106	$\frac{5}{6}\pi$	0,0365	$\frac{7}{4}\pi$	0,0165
$\frac{1}{3}\pi$	0,6834	π	0,0000	2π	0,0000
$\frac{1}{2}\pi$	0,4053	$\frac{5}{4}\pi$	0,0324	$\frac{5}{2}\pi$	0,0162
				3π	0,0000

In der nebenstehenden Fig. 123 ist die durch diese Werthe dargestellte Curve ausgezogen dargestellt. Gleichzeitig ist dieselbe Curve noch einmal weit gestrichelt eingezeichnet, so verschoben, dass ihr Hauptmaximum mit dem ersten Minimum der ersten zusammenfällt, und endlich ist die Summe beider Curven

punktirt gezeichnet. Letztere Curve giebt also die Intensitätsvertheilung, wenn zwei Linien so nahe liegen, dass sie nach Rayleigh's Annahme getrennt sichtbar sind. Dann ist die Intensität in dem Minimum zwischen den beiden Maximis 0,8106, wenn die der Maxima 1 ist, wir haben also eine Helligkeitsdifferenz von 20 %, die erfahrungsmässig sicher zu erkennen ist.[1])

Unsere Gleichung (4) zeigt, dass das Auflösungsvermögen proportional ist der Zahl der Furchen und der Ordnungszahl des benutzten Spectrums. Um die D-Linien in der ersten Ordnung zu trennen, sind 1000 Furchen nöthig, in der zweiten 500 u. s. w. Rayleigh hat dies Resultat auch experimentell angenähert bestätigen können.

415. Die Gleichung (4) kann aber leicht zu einem Missverständniss führen[2]): es sieht nach ihr so aus, als ob es zur Erzielung möglichst grosser auflösender Kraft nur darauf ankäme, n möglichst gross zu machen, d. h. auf

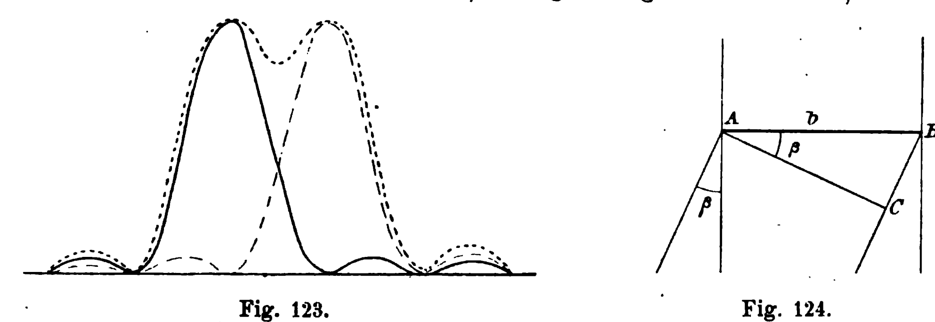


Fig. 123. Fig. 124.

der gegebenen Gitterfläche möglichst viel Linien zu ziehen, die Gitterconstante so klein wie möglich zu machen. Aber diese Auffassung ist nur in begrenztem Maasse zulässig, nämlich wenn man etwa noch festsetzt, dass stets ein Spectrum erster Ordnung beobachtet werden solle. Wenn man aber die richtigere Festsetzung macht, dass Gitter mit verschiedener Constante unter demselben Beugungswinkel benutzt werden sollen, so sieht man sofort, dass es auf die Zahl der Furchen pro Längeneinheit gar nicht ankommt, sondern nur auf die Breite des Gitters. Nennen wir diese b, so haben wir nach der Fig. 124, wo AB die Breite des ganzen Gitters mit n-Furchen oder sich periodisch wiederholenden Theilen darstellt und senkrecht auffallendes Licht angenommen ist, unter einem Beugungswinkel β die Wellenlänge λ in der m ten Ordnung, falls $BC = mn\lambda = b \sin \beta$. Also ist

$$r = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = mn = \frac{b}{\lambda} \sin \beta \quad (5).$$

Für gleichen Winkel β haben also alle Gitter von gleicher Breite b die gleiche

1) Siehe Lord Rayleigh, On the visibility of faint interference bands. Phil. Mag. (5) **27**. p. 484—486 (1889). — Es ist indessen zu bemerken, dass auch noch kleinere Intensitätsunterschiede wahrnehmbar sind. Vergl. § 504.

2) Siehe auch H. A. Rowland, Astron. & Astrophys. **12**. p. 129—149 (1893) und F. L. O. Wadsworth, A simple optical device for completely isolating or cutting out any desired portion of the diffraction spectrum, and some further notes on astronomical spectroscopes. Astrophys. J. **3**. p. 169—191 (1896).

auflösende Kraft r und die Gitter verhalten sich in dieser Beziehung wie die Prismen und alle anderen optischen Instrumente.

416. Die allgemeine Gittergleichung $a(\sin\alpha + \sin\beta) = m\lambda$ lässt sich durch Multiplication mit n, der Zahl der Furchen, auf die Form bringen

$$mn\lambda = an(\sin\alpha + \sin\beta).$$

Nun ist $mn = r$, $an = b$, also $r = \frac{b}{\lambda}(\sin\alpha + \sin\beta)$. Diese Gleichung zeigt, dass das Auflösungsvermögen ein Maximum wird, wenn α und β gleich 90° sind, dann ist [1])

$$r_{max} = 2\frac{b}{\lambda}.$$

Aber dieser maximale Werth ist practisch nicht zu erreichen, da dann die Strahlenbündel ∞ schmal würden. Macht man den einen Winkel, gewöhnlich β, gleich 0, so kann der andere bis 60° betragen; weiter kommt man, wenn man nach dem Typus des Littrow'schen Apparates Autocollimation verwendet, d. h. Fernrohr und Collimator zusammenfallen lässt; dann kann $\alpha = \beta = 45°$ bis 50° werden, so dass practisch das grösste Auflösungsvermögen eines Gitters wird:

$$r_0 = \frac{7}{8}\frac{b}{\lambda} \text{ bis } r_0 = \frac{3}{2}\frac{b}{\lambda}.$$

Daraus folgt, dass bei den besten und grössten jetzt hergestellten Gittern ($b = 5{,}5$ engl. Zoll) für mittlere Wellenlängen ($\lambda = 5500$ A. E.) das Auflösungsvermögen 375000 ist, wenn wir die Littrow'sche Form annehmen, was genügt, um zwei Linien zu trennen, deren Abstand 0,016 A. E. beträgt. Für andere Einrichtung des Apparates aber, z. B. beim Rowland'schen Concavgitter, müsste die Gitterbreite wesentlich grösser sein, um ein solches Auflösungsvermögen zu geben. Ich glaube, mit den grössten Rowland'schen Gittern erreicht man nur 0,04 A. E. [2])

417. Trotzdem die auflösende Kraft eines Gitters theoretisch ausschliesslich von der Breite desselben abhängt, ist es doch practisch durchaus nicht gleichgültig, wie viel Furchen pro Millimeter gezogen sind. Von dieser Zahl hängt es nämlich ab, in welcher Ordnung man sich unter einem gegebenen Beugungswinkel befindet. Bei einem Gitter mit doppelt so viel Furchen pro Millimeter liegt die erste Ordnung dort, wo bei einem Gitter mit der einfachen Furchenzahl die zweite Ordnung liegt. In beiden Spectren ist die auflösende Kraft identisch, trotzdem wird es im Allgemeinen zweckmässiger sein, Gitter mit mehr Furchen zu benutzen, und zwar aus zwei Gründen: 1. Zu je höheren Ordnungen man geht, desto mehr fallen verschiedene Ordnungen zusammen. Practisch hat man in erster Ordnung von der kleinsten Wellenlänge (etwa 2000 A. E.) bis etwa 4500 die erste Ordnung allein, weil die halb so grossen Wellen der zweiten Ordnung nicht mehr photographisch wirksam sind; von 4500—7000 hat man nur die zweite Ordnung von 2250—3500 dabei, die dritte

1) Siehe hierzu F. L. O. Wadsworth, Phil. Mag. (5) **43**. p. 317—343 (1897).
2) Vergleiche hierzu den späteren Abschnitt über die Theorie der Instrumente, § 505.

Ordnung ist noch nicht wirksam. Die zweite Ordnung kann man schon nirgends allein photographiren, ohne absorbirende Schirme anzuwenden, und in den höheren Ordnungen wird es noch viel schlimmer. Schon dieser Grund zwingt also in vielen Fällen zur Benutzung des Spectrums erster Ordnung, daher zu einem grossen Werth von n, zu einer kleinen Gitterconstante, wenn man genügende auflösende Kraft haben will. 2. Der zweite Grund ist weniger maassgebend: Wir werden nachher sehen, dass theoretisch die Helligkeit in den Spectren umgekehrt proportional dem Quadrat der Ordnungszahl ist. Practisch ist das allerdings absolut nicht erfüllt; aber so viel kann man doch sagen, dass im Allgemeinen die höheren Ordnungen lichtschwächer sind, als die niedrigen, und dass es daher meist wünschenswerth ist, letztere zu benutzen.

418. Die auflösende Kraft eines Gitters hängt also nicht von der Zahl der Furchen pro Millimeter, sondern von der Breite des Gitters ab, ausserdem aber in hohem Grade von der Genauigkeit, mit der die Abstände zwischen den Furchen identisch sind. Denken wir uns zwei Gitter, die 1000 resp. 1001 Furchen pro Millimeter enthalten; sie würden in der gleichen Richtung in den Spectren erster Ordnung zwei Linien erzeugen, deren Wellenlänge um $\frac{1}{1000}$ verschieden ist, z. B. das eine Gitter D_1, das andere D_2. Denken wir uns beide Gitter vereinigt, so würden sie jede Linie doppelt geben, d. h. dies Doppelgitter würde nicht zwei Linien trennen können, deren Wellenlängen um $\frac{1}{1000}$ verschieden sind. Bei Gittern, von denen wir diese Leistung verlangen, darf also keine systematische Unregelmässigkeit von $\frac{1}{1000}$ des Gitterintervalls vorkommen, wenn auch einzelne Furchen weit mehr von ihrer normalen Lage abweichen können.[1]) Da die Rowland'schen Gitter Linien trennen, welche etwa um 0,04 A. E. verschiedene Wellenlänge haben, wird der Schluss berechtigt sein, dass sie keine systematische Unregelmässigkeit von $\frac{1}{100000}$ des Intervalls, welches $\frac{1}{800}$ mm beträgt, besitzen dürfen.

Diese enormen Ansprüche an die Exactheit der Theilung lassen sich freilich einschränken durch eine Bemerkung von Rayleigh[2]), welche lautet; „It can make but little difference in the principal direction corresponding to the first spectrum, provided each line lie within a quarter of an interval from its theoretical position. But to obtain an equally good result in the mth spectrum, the error must be less than $\frac{1}{m}$ of the above amount." In einer Anmerkung fügt Rayleigh freilich hinzu: „It must not be supposed that errors of this magnitude are unobjectionable in all cases. The position of the middle of the bright band representative of a mathematical line can be fixed with

1) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (4) **47**. p. 193 (1874).
2) Lord Rayleigh, Encyclop. Brit. 9. Aufl. Vol. **24**. p. 438.

a spider-line micrometer within a smal fraction of the width of the band, just as the accuracy of astronomical observations far transcends the separating power of the instrument."

Danach würde also die Lage der Spectrallinien bei Fehlern von dieser Grösse keine andere sein, als bei einem idealen Gitter, vorausgesetzt, dass die Abweichung keine systematische ist, d. h. dass nicht z. B. jede zweite oder dritte Linie in der gleichen Weise falsch liegt, und vorausgesetzt, dass sich nicht derselbe Fehler bei mehreren Linien hinter einander wiederholt, so dass schliesslich die Abweichung von der idealen Lage ein Viertel des Gitterintervalls übersteigt. Die Fehler der Furchen müssen vielmehr ganz willkürlich vertheilt sein, und dürfen bei keiner einzigen ein Viertel des Intervalls übersteigen. Die Intensitätsvertheilung in der Linie wird aber dabei etwas geändert, so dass sich schlechter auf die Linie einstellen lässt. — Es wäre recht wünschenswerth, wenn dieser Einfluss genauer verfolgt würde.

419. Es ist schon mehrfach hervorgehoben, dass das theoretische Resultat über die Helligkeit der Spectren verschiedener Ordnung durchaus nicht der Wirklichkeit entspricht, wenigstens nicht für die practisch benutzten Gitter. weil diese nicht der theoretischen Voraussetzung über die Beschaffenheit der Gitter entsprechen.[1]) Wir wollen trotzdem eine kurze Berechnung dieser Helligkeit nach Rayleigh[2]) geben.

Das Bild einer mathematischen Linie durch eine ihr parallele rechteckige Oeffnung A B ist eine Reihe von schmalen Bändern, von denen das mittelste bei weitem am hellsten ist. Die Mitte dieses Bandes entspricht der Stelle, wo alle secundären Wellen ohne Phasenunterschied zusammen kommen. Die schwarzen Linien zwischen den Bändern entsprechen den Stellen, wo die Phasen der secundären Wellen über ein ganzes Vielfaches der Periode vertheilt sind. Wenn wir uns nun in der Oeffnung A B eine grosse Anzahl undurchsichtiger Balken von der Breite d denken, die getrennt sind durch durchsichtige Zwischenräume von der Breite a, so werden die Erscheinungen in den eben besprochenen Richtungen nicht wesentlich geändert. In der Mitte herrscht noch immer volle Uebereinstimmung der Phasen, aber die Amplitude ist im Verhältniss $a : a + d$ vermindert. In einer anderen Richtung, welche einen kleinen Winkel mit der vorigen bildet, so dass die Projection von A B auf sie einige wenige Wellenlängen beträgt, ist offenbar die Art der Interferenz dieselbe, als wäre kein Gitter in die Oeffnung gebracht. Wenn z. B. die Richtung derartig ist, dass die Projection von A B auf sie eine Wellenlänge beträgt, so heben sich die Componenten in dieser Richtung auf, weil ihre Phasen auch bei Anwesenheit der Balken symmetrisch, wenn auch discontinuirlich, über eine ganze Periode vertheilt

1) Eine relativ einfache Ableitung der gewöhnlichen Formel für die theoretische Intensitätsvertheilung der Gitterspectra giebt Branly: Sur la formule des réseaux plans. J. de phys. (2) **5**. p. 73—76 (1886).

2) Lord Rayleigh, Encyclop. Brit. Vol. **24** „Wave theory". p. 437, und Phil. Mag. (4) **47**. p. 21 (1874).

sind. Die einzige Wirkung des Gitters ist, die Amplitude im Verhältniss $a : a + d$ zu verkleinern. Genau dieselben Betrachtungen gelten für die Spectra verschiedener Ordnungen, die in solchen Richtungen liegen, dass die Projection von $a + d$ auf sie ein ganzes Vielfaches der Wellenlänge ist. Wir brauchen die Aenderung der Helligkeit durch Einführung des Gitters nur für die mittleren Bilder in diesen Richtungen zu besprechen.

Wir müssen die Amplitude betrachten, welche durch ein einzelnes Element des Gitters hervorgebracht wird; wir nehmen zweckmässig als Element einen durchsichtigen Theil von der Breite a, begrenzt von zwei undurchsichtigen Theilen von der Breite $\frac{d}{2}$. Die Phase des von einem Elemente kommenden Lichtes ist der Symmetrie wegen die Phase des Strahles, der von der Mitte von a herkommt. Der Umstand, dass die anderen Componenten Phasen haben, welche von dieser abweichen um Beträge, die zwischen $+\frac{a m \pi}{a + d}$ und $-\frac{a m \pi}{a + d}$ liegen, bewirkt, dass die resultirende Amplitude kleiner ist, für die seitlichen Bilder, als für das centrale Bild, bei welchem völlige Uebereinstimmung der Phasen vorhanden ist. Bezeichnet daher B_m die Helligkeit des m^{ten} seitlichen Bildes, und B_0 die des centralen Bildes, und ist χ die Verzögerung einer seitlichen Componente gegen die mittleren, so ist

$$B_m : B_0 = \left[\int_{-\frac{a m \pi}{a + a}}^{+\frac{a m \pi}{a + d}} \cos\chi \, d\chi\right]^2 : \left[\frac{2 a m \pi}{a + d}\right]^2 \qquad \text{oder}$$

$$(6) \qquad \frac{B_m}{B_0} = \left(\frac{a + d}{a m \pi}\right)^2 \sin^2 \frac{a m \pi}{a + d}.$$

Ist B die Helligkeit des mittleren Bildes ohne Gitter, so ist nach Obigem

$$B_0 : B = a^2 : (a + d)^2, \quad \text{also} \quad B_m : B = \frac{1}{m^2 \pi^2} \sin^2 \frac{a m \pi}{a + d}.$$

Da der sin nie grösser als 1 werden kann, so ist die grösste mögliche Helligkeit im Spectrum m^{ter} Ordnung $\frac{1}{m^2 \pi^2}$. Dieses Maximum tritt nur ein, wenn $a = d$, dann wird

$$\frac{B_m}{B} = \frac{\sin^2 \frac{1}{2} m \pi}{m^2 \pi^2},$$

woraus folgt, dass B_m verschwindet für ungrade Werthe von m, während wir für grade Werthe haben $\frac{B_m}{B} = \frac{1}{m^2 \pi^2}$. Das Spectrum erster Ordnung hat dann also etwa $\frac{1}{10}$ der Helligkeit des ursprünglichen Lichtes, das zweite fehlt, das dritte hat etwa $\frac{1}{90}$ u. s. w.

Es sei hier eingeschaltet, dass man versucht hat, die Gleichung (6) zu benutzen[1]), um das Verhältniss der Breite der Furche zu dem Zwischenraum experimentell zu bestimmen, falls die Breiten so klein sind, dass man sie nicht direct messen kann. Die Gleichung zeigt, dass $B_m = 0$, wenn $\sin \frac{a m \pi}{a + d} = 0$, d. h. wenn $\frac{a m \pi}{a + d} = \pi, 2\pi, 3\pi \ldots$. Die Ordnungen werden daher verschwinden, für welche $m = \frac{a + d}{a}, 2\frac{a + d}{a}$ u. s. w. Beträgt z. B. a nur $\frac{1}{10}$ der Gitterconstante $a + d$, so verschwindet das 10te, 20te u. s. w. Spectrum.

420. Die Gleichung (6) zeigt, dass kein Spectrum heller werden kann, als das mittlere Bild. Aber dies Resultat beruht auf der Annahme, dass das Gitter aus durchsichtigen und undurchsichtigen Theilen bestehe, was für die gewöhnlich gebrauchten Gitter nicht der Fall ist. Bei einem mit Diamant in Glas getheilten Gitter ist die ganze Fläche durchsichtig und die Gitterwirkung beruht nur auf der verschiedenen Verzögerung, welche die Strahlen erleiden, indem sie durch die abwechselnd dickeren und dünneren Theile gehen. Es giebt Gitter, welche seitliche Spectra heller geben, als das centrale Bild, und Spectra höherer Ordnung heller, als die niederer Ordnung. Das erklärt sich leicht: Wenn die stehen gebliebenen Theile des Glases so hoch wären, dass sie eine Verzögerung von $\frac{1}{2}\lambda$ gäben, so würde das mittlere Bild vollkommen ausgelöscht werden, und das Spectrum erster Ordnung würde vierfache Helligkeit erhalten. Das kann sich natürlich nur auf eine Wellenlänge beziehen, die übrigen Wellen würden im centralen Bilde mehr oder weniger erhalten bleiben. Dasselbe besteht daher nicht mehr aus weissem Licht, sondern ist gefärbt.[2]) Wenn es möglich wäre, bei allen Theilen eines Gitters willkürliche Verzögerungen einzuführen, so könnte man das gesammte Licht in einem Spectrum vereinigen.

Aehnliche Verhältnisse liegen bei den in Metall getheilten Reflexionsgittern vor, deren Wirkung auf der Verzögerung beruht, welche die in der Tiefe der Furchen reflectirten Strahlen gegen die anderen erleiden, und es ist leicht ersichtlich, dass hier die Verhältnisse von der Gestalt der Furchen abhängen müssen. Wir werden die theoretischen Betrachtungen von Rowland über diesen Einfluss nachher besprechen.

421. Wir wollen nun die Dispersion in den Gitterspectren betrachten. Wir verstehen darunter das Verhältniss der Richtungsänderung $d\beta$ des gebeugten Strahles zu der entsprechenden Aenderung der Wellenlänge $d\lambda$. Die

---

1) Z. B. G. G. Stokes, On the dynamical theory of diffraction. Cambridge Trans. **9**. p. 1 (1849). Auch gesammelte Abhandlungen **2**. p. 295.

2) Siehe G. Quincke, Optische Experimentaluntersuchungen. Ueber Beugungsgitter Pogg. Ann. **146**. p. 1—65 (1872). Diese wichtige Abhandlung giebt zuerst Rechnungen über den Einfluss der Gestalt der Furchen.

allgemeine Gittergleichung (2) war: $a(\sin\alpha + \sin\beta) = m\lambda$. Lassen wir den Incidenzwinkel α constant, so folgt: $a\cos\beta\, d\beta = m\, d\lambda$, also

$$(7) \qquad \frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{a\cos\beta}.$$

Die Gleichung zeigt, dass die Dispersion wächst mit zunehmender Ordnungszahl des Spectrums, mit abnehmender Gitterconstante und mit zunehmendem Beugungswinkel. Die Dispersion ist ein Minimum, wenn $\cos\beta = 1$, $\beta = 0$, d. h. wenn das Beobachtungsfernrohr senkrecht gegen das Gitter gerichtet ist. Dann ist die Dispersion $\frac{m}{a}$. Da in der Nähe eines Minimums jede Function sich sehr langsam ändert, können wir in der Nähe dieser Stellung des Fernrohrs die Dispersion als constant betrachten, wir haben $d\beta = \text{Const.}\, d\lambda$, d. h. gleichen Winkeländerungen entsprechen gleiche Aenderungen der Wellenlänge. Ein solches Spectrum nennt man ein normales Spectrum. Verlangt man z. B. Constanz des Maassstabes des Spectrums bis auf 0,001, so darf $\cos\beta = 1 - 0{,}001 = 0{,}999$ werden, was einem Winkel von $2^0\ 52'$ auf beiden Seiten der Normalstellung entspricht.

422. Nachdem wir so die wichtigsten Eigenschaften eines idealen Gitters untersucht haben, müssen wir die Erscheinungen besprechen, die dadurch eintreten, dass wir es mit wirklichen Gittern zu thun haben, bei welchen die theoretischen Voraussetzungen nicht erfüllt sind, dass unser Gitter aus abwechselnden durchsichtigen und undurchsichtigen Theilen bestehe, die auf einer absolut ebenen Fläche in absolut identischen Abständen angebracht sind. Wir können die dadurch hervorgebrachten Abweichungen von der Theorie zusammen als Fehler der Gitter bezeichnen, wenn auch nicht ganz mit Recht. Die wichtigsten dieser Abweichungen sind folgende drei:

1. Nicht nur die Intensitätsvertheilung zwischen den Spectren verschiedener Ordnung folgt nicht annähernd dem obigen theoretischen Gesetz, wie schon mehrfach erwähnt, sondern auch innerhalb jedes einzelnen Spectrums kann sie sich ganz beliebig ändern, so dass einzelne Theile des Spectrums viel schwächer werden oder sogar ganz fehlen. Diese Wirkung wird durch die Art der Furchen, durch ihre Gestalt hervorgebracht, und kann somit nicht eigentlich als Fehler bezeichnet werden, höchstens in sofern sie störend wirken und ein Gitter sogar für manche Zwecke werthlos machen kann.

2. Ausser den eigentlichen Spectren können noch andere mit kleinerer Dispersion auftreten. Das äussert sich practisch so, dass die stärkeren Linien von symmetrisch zu beiden Seiten vertheilten schwächeren Linien begleitet erscheinen, welche man Geister (ghosts) nennt. Sind diese Geister sehr schwach, so stören sie kaum, da sie sich nur bei allerstärksten Linien zeigen und man sie wegen ihrer symmetrischen Lage leicht erkennt; werden sie aber stärker, so können sie ein Gitter fast unbrauchbar machen, da sie das Spectralbild zu sehr verwirren. Die Geister werden durch einen periodisch sich wiederholenden

Fehler in der Theilung hervorgebracht, sie sind also wirklich als Fehler des Gitters zu bezeichnen.

3. Viele Gitter zeigen die Eigenschaft, dass, wenn paralleles Licht auf das Gitter auffällt, — wie es ja bei der Benutzung der Gitter im Allgemeinen immer der Fall ist, — das gebeugte Licht nicht parallel bleibt, sondern convergent oder divergent wird. Das Gitter wirkt also wie eine Linse oder ein sphärischer Spiegel, es hat „focale Eigenschaften“. Dieser Fehler tritt ein, wenn die Gitterfurchen nicht in gleichen Abständen liegen, sondern die Abstände sich von einem Rand nach dem andern hin gesetzmässig verändern. Eine ähnliche Wirkung kann auch dadurch entstehen, dass die Gitterfläche keine Ebene ist.

Diese und andere Fehler, z. B. wenn die Gitterlinien nicht gerade oder nicht parallel sind, sind von Rayleigh[1]) andeutungsweise behandelt worden; die eingehendste theoretische Behandlung aber haben sie durch Rowland und Cornu erfahren. Wir wollen zunächst die Betrachtungen Rowland's[2]) hier wiedergeben, wobei einige Rechnungen mehr ausgeführt und zahlreiche Druckfehler corrigirt sind.

423. Wenn die Strahlen den auf das Vacuum reducirten Weg p zurücklegen, so ist ihre Wirkung in irgend einem Punkte zu erhalten durch Summirung der Grösse: $A \cos b\,(p - Vt) + B \sin b\,(p - Vt)$, wo $b = \frac{2\pi}{l}$, l die Wellenlänge im Vacuum, V die Geschwindigkeit im Vacuum und t die Zeit bedeutet.

Setzen wir $\frac{A}{\sqrt{A^2+B^2}} = \sin \vartheta$, $\frac{B}{\sqrt{A^2+B^2}} = \cos \vartheta$, also $\operatorname{tg} \vartheta = \frac{A}{B}$, so können wir dies schreiben

$$(1) \qquad \sqrt{A^2+B^2} \sin [\vartheta + b\,(p - Vt)].$$

$A^2 + B^2$ ist bekanntlich ein Maass für die Energie oder Intensität.

(1) ist der reelle Theil von:

$$(2) \qquad (A + iB)\, e^{-ib(p-Vt)},$$

wo $i = \sqrt{-1}$; denn

$$(A + iB)\, e^{-ib(p-Vt)} = \sqrt{A^2+B^2}[\sin\vartheta + i\cos\vartheta]\,[\cos b(p-Vt) - i \sin b\,(p - Vt)].$$

Davon ist der reelle Theil:

$$\sqrt{A^2+B^2}[\sin\vartheta \cos b\,(p-Vt) + \cos\vartheta \sin b\,(p-Vt)] = \sqrt{A^2+B^2} \sin[\vartheta + b\,(p-Vt)].$$

Wenn wir also bei der Summation mit (2) statt mit (1) rechnen, so können wir jederzeit die Intensität des Lichtes leicht ableiten, indem wir das Endresultat mit demselben Ausdruck multipliciren, nachdem wir nur $-i$ für $+i$ gesetzt haben; denn $(A + iB)\, e^{-ib(p-Vt)} \times (A - iB)\, e^{+ib(p-Vt)} = A^2 + B^2$.

Sei der Punkt $x_1 y_1 z_1$ die Lichtquelle, xyz ein Punkt der Gitterfläche, wo das Licht aus einem Medium mit dem Brechungsexponenten J' in ein

1) Lord Rayleigh, Encyclop. Brit. Vol. **24** „Wave theory“. p. 437 f.

2) H. A. Rowland, Gratings in theory and practice. Astron. & Astrophys. **12**. p. 129—149 (1893).

solches mit dem Brechungsexponenten J übergeht. Der Abstand der beiden Punkte sei p, wo

$$p^2 = x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 + x^2 + y^2 + z^2 - 2(xx_1 + yy_1 + zz_1).$$

Betrachten wir die Störung in einem Punkte $x_2 y_2 z_2$ des zweiten Mediums, der sich in einem Abstand ϱ vom Punkte xyz befindet, so dass

$$\varrho^2 = x_2^2 + y_2^2 + z_2^2 + x^2 + y^2 + z^2 - 2(xx_2 + yy_2 + zz_2).$$

Die Störung ist: $e^{-ib(J\varrho + J'p - Vt)}$.

Unter der Voraussetzung, dass der Punkt xyz nahe dem Coordinaten-Anfangspunkt liege im Vergleich zu den beiden anderen Punkten, können wir dafür schreiben:

$$e^{-ib[R - Vt - \lambda x - \mu y - \nu z + \varkappa r^2]}, \tag{3}$$

wo

$$R = J'\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2} + J\sqrt{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2},\ \lambda = J\alpha + J'\alpha_1,$$
$$\mu = J\beta + J'\beta_1,\ \nu = J\gamma + J'\gamma_1,$$
$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2,\ \varkappa = \frac{1}{2}\left[\frac{J'}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}} + \frac{J}{\sqrt{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2}}\right]$$

gesetzt ist, und wo $\alpha\beta\gamma$ die Richtungscosinus von ϱ, $\alpha_1\beta_1\gamma_1$ die von p bedeuten.

Denn es ist

$$J\varrho + J'p = J\sqrt{(x_2 - x)^2 + (y_2 - y)^2 + (z_2 - z)^2} + J'\sqrt{(x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2}$$
$$= J\sqrt{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2}\sqrt{1 + \frac{x^2 + y^2 + z^2 - 2(x_2 x + y_2 y + z_2 z)}{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2}}$$
$$+ J'\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}\sqrt{1 + \frac{x^2 + y^2 + z^2 - 2(x_1 x + y_1 y + z_1 z)}{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}}$$

oder indem wir den Satz anwenden: $\sqrt{1 + w} = 1 + \frac{1}{2} w + \dots\dots$

$$= J\sqrt{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2}\left[1 + \frac{1}{2}\frac{x^2 + y^2 + z^2 - 2(x_2 x + y_2 y + z_2 z)}{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2}\right]$$
$$+ J'\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}\left[1 + \frac{1}{2}\frac{x^2 + y^2 + z^2 - 2(x_1 x + y_1 y + z_1 z)}{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}\right]$$
$$= R + \frac{1}{2}\frac{J\sqrt{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2}\,(x^2 + y^2 + z^2)}{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2} + \frac{1}{2}\frac{J'\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}\,(x^2 + y^2 + z^2)}{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}$$
$$- \frac{J\sqrt{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2}}{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2}(x_2 x + y_2 y + z_2 z) - \frac{J'\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}\,(x_1 x + y_1 y + z_1 z)}{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}$$
$$= R + \varkappa r^2 - J\left[x\frac{x_2}{\sqrt{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2}} + y\frac{y_2}{\sqrt{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2}} + z\frac{z_2}{\sqrt{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2}}\right]$$
$$- J'\left[x\frac{x_1}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}} + y\frac{y_1}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}} + z\frac{z_1}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}}\right]$$
$$= R + \varkappa r^2 - J(x\alpha + y\beta + z\gamma) - J'(x\alpha' + y\beta' + z\gamma').$$

Die gesammte Bewegung, welche durch ein Gitter hervorgebracht wird, ist dann

$$\iint e^{-ib[R - Vt - \lambda x - \mu y - \nu z + \varkappa r^2]}\, ds, \tag{4}$$

wo ds ein Differential der Gitterfläche bedeutet.

Ist das einfallende Licht parallel, so ist $\varkappa = 0$, weil die beiden Wurzeln im Ausdruck ∞ werden; fällt es auf ein ebenes Gitter, dessen Furchen parallel der z-Richtung sind, so folgt die Bedingung, dass (3) denselben Werth für alle Werthe von z haben muss, d. h. $\nu = 0$. In diesem Fall vereinfacht sich (4) zu:

$$(5) \qquad e^{-ib(R - Vt)} \iint e^{-ib[-\lambda x - \mu y]} ds.$$

424. Wir behandeln diese Gleichung weiter, und zwar für

1. Einfache periodische Theilung.

Sei also die Gitterfläche in n gleiche Theile von der Breite a parallel der z-Axe getheilt, in deren jedem ein oder mehrere Furchen gezogen sind. Wir können dann für y setzen: $na + y$, wo n alle Werthe von 0 bis $n - 1$ durchläuft, und die Integration über die Gitterfläche lässt sich ersetzen durch Integration über einen Streifen, und Summation über alle Streifen. So wird (5)

$$e^{-ib(R - Vt)} \sum e^{+ib\mu an} \iint e^{+ib(\lambda x + \mu y)} ds.$$

Hier ist

$$\sum_0^{n-1} e^{+ib\mu an} = e^{+i\frac{n-1}{2}ba\mu} \frac{\sin n \frac{ba\mu}{2}}{\sin \frac{ba\mu}{2}}.$$

Denn es ist

$$\sum_0^{n-1} e^{+ib\mu an} = 1 + e^{ib\mu a} + e^{2ib\mu a} + \ldots e^{(n-1)ib\mu a}$$

$$\frac{e^{nib\mu a} - 1}{e^{ib\mu a} - 1} = \frac{e^{\frac{n}{2}ib\mu a}\left[e^{\frac{n}{2}ib\mu a} - e^{-\frac{n}{2}ib\mu a}\right]}{e^{\frac{1}{2}ib\mu a}\left[e^{\frac{1}{2}ib\mu a} - e^{-\frac{1}{2}ib\mu a}\right]} = \frac{e^{\frac{n}{2}ib\mu a}\, 2i \sin \frac{n}{2} b\mu a}{e^{\frac{1}{2}ib\mu a}\, 2i \sin \frac{1}{2} b\mu a}.$$

Multipliciren wir nun den Ausdruck für die Störung mit sich selbst, nachdem wir $-i$ an Stelle von $+i$ gesetzt, so haben wir damit die Intensität, also

$$(6) \qquad \left(\frac{\sin n \frac{ba\mu}{2}}{\sin \frac{ba\mu}{2}}\right)^2 \left[\iint e^{-ib(\lambda x + \mu y)} ds\right] \left[\iint e^{+ib(\lambda x + \mu y)} ds\right].$$

Der erste von diesen Factoren ist in den Lehrbüchern der Optik ausführlich discutirt.[1]) Er wird $= n^2$, sobald $ba\mu$ sich der Grenze $2\pi m$ nähert, wo m irgend eine ganze Zahl ist, oder wenn wir für b und μ ihre Werthe einsetzen, sobald $\frac{2\pi}{l} a (J\beta + J'\beta_1) = 2\pi m$, d. h. $a (J\beta + J'\beta_1) = ml$ ist. Dies ist aber die Bedingung für die Lage der Linien in den verschiedenen Ordnungen (siehe Gleichung (1), § 411). Nehmen wir nämlich den gewöhnlichen, im Vorhergehenden allein behandelten Fall, dass das Licht senkrecht zu den

1) Siehe z. B. Verdet-Exner, Vorlesungen über die Wellentheorie des Lichtes. Braunschweig bei Vieweg & Sohn 1881. Bd. 1. p. 188.

Furchen einfällt und gebeugt wird, und nennen nun den Winkel zwischen dem einfallenden Strahl und dem Loth φ (früher α), den Winkel zwischen dem gebeugten Strahl und dem Loth ψ (früher β), so wird $\mu = J' \sin\varphi + J \sin\psi$, oder wenn beide Strahlen in demselben Medium verlaufen, wie beim Reflexionsgitter: $\mu = J(\sin\varphi + \sin\psi)$, da dann $J' = J$.

Der erste Factor der Gleichung (6) sagt also im Wesentlichen nur aus, dass wir in den bekannten Richtungen Linien erhalten, deren Intensität bei n Gitterfurchen n^2 mal so gross ist, als bei einer Furche.

Wir untersuchen weiter den zweiten Theil von (6), der die Intensität der Linien ergiebt. Setzen wir hier für μ den Werth $\frac{m\,l}{a}$, der für das Spectrum m ter Ordnung gilt, ein, und für b seinen Werth $\frac{2\pi}{l}$, so wird der zweite Theil:

$$\left[\iint e^{-i2\pi\left(\frac{\lambda}{l}x+\frac{m}{a}x\right)} ds\right]\left[\iint e^{i2\pi\left(\frac{\lambda}{l}x+\frac{m}{a}y\right)} ds\right].$$

Dieser Ausdruck zeigt, dass die Intensität nicht nur Function von m, sondern auch von l ist, und **Rowland** sagt: „Dies zeigt, dass im Allgemeinen die Intensität innerhalb eines Spectrums variiren kann mit der Wellenlänge, und dass die Summe des Lichtes in jedem Spectrum nicht immer weisses Licht giebt."

„Diese Eigenthümlichkeit zeigt sich oft bei Gittern. So kann in einem Spectrum das Grün fast fehlen, während in einem anderen diese Farbe zu stark ist; oder es kann in irgend einem Spectrum das Blau sehr schwach sein, wofür oft das entsprechende Spectrum der anderen Seite seinen eigenen Theil Blau und den auf der ersten Seite fehlenden hat. Aus diesem Grunde habe ich es fast unmöglich gefunden, vorherzusagen, wie das ultraviolette Spectrum beschaffen ist, denn es ist oft schwach, auch wenn das sichtbare Spectrum stark ist."

„Das Integral kann fast jede beliebige Form haben, aber es wird naturgemäss solcher Form zustreben, dass die niedrigen Ordnungen am hellsten sind, wenn der Diamant nur eine einfache Furche zieht. Zieht er mehrere Linien oder eine zusammengesetzte Furche, so können die höheren Ordnungen heller sein, als die niedrigen, und es ist mathematisch möglich, Furchen von solcher Gestalt zu wählen, dass für bestimmte Richtungen alles Licht in einem Spectrum vereinigt ist."

„Es geschieht nicht selten, sondern sogar sehr leicht, dass man Gitter theilt, in welchen die Spectra erster Ordnung unverhältnissmässig hell sind, und ich habe ein Gitter, bei welchem die Hälfte des gesammten Lichtes in dem einen Spectrum erster Ordnung vorhanden zu sein scheint. Dieses Gitter reflectirt bei senkrechter Incidenz keine nennenswerthe Lichtmenge; will man sein Gesicht gespiegelt sehen, so muss man die Platte drehen, und dann sieht man die verschiedenen Theile des Gesichts fast so hell wie in einem Spiegel,

aber zu Spectren ausgezogen. Alle anderen Spectra und selbst das centrale Bild sind bei diesem Gitter sehr schwach."

„Es würde leicht sein, aus der Gleichung für die Intensität allgemein zu zeigen, dass Mangel an Symmetrie der Furchen Mangel an Symmetrie der Spectren bedingt. Diese Erscheinung zeigt sich bei allen Gittern, und ich benutze sie gewöhnlich dazu, das Licht in einigen wenigen Spectren zu concentriren."

Rowland wendet dann den Ausdruck auf zwei specielle Fälle an, nämlich, dass die Furchen rechteckigen oder dreieckigen Querschnitt haben, und berechnet für diese Fälle die Integrale. Im ersten Fall zeigt sich, dass das centrale Bild verschieden gefärbt ist, je nach dem Einfallswinkel, und dass die Intensitäten in den Spectren ganz unsymmetrisch sind; als Zahlenbeispiel wird der Fall behandelt, dass bei senkrechter Incidenz das Grün zweiter Ordnung fehle, und berechnet, welche Wellenlängen dann in den übrigen Spectren ein Maximum oder Minimum der Intensität haben. Wir wollen darüber fortgehen, da Rowland selbst sagt, es gäbe keinen Diamant, der solche Furchen zieht; er fügt hinzu: „Jede Aenderung in der Lage des Diamants giebt eine andere Lichtvertheilung, und wenn man auch hunderte von Aenderungen täglich vornimmt, kann man die erste Lichtvertheilung nie wieder erhalten, auch wenn man die Versuche Jahre lang fortsetzt."

Auch bei Furchen mit dreieckigem Querschnitt ergiebt sich unsymmetrische Lichtvertheilung, aber eine andere, als im vorigen Falle.

425. Wichtiger ist:

2. Mehrfach periodische Theilung.

Dieser Fall tritt ein, wenn wir innerhalb jedes Gittertheiles von der Breite a nicht eine einzelne, sondern eine ganze Anzahl ähnlicher Linien haben, die sich aber innerhalb jedes Gitterintervalls periodisch wiederholen.

Wir gehen wieder aus von der Gleichung für die Störung:

$$\frac{\sin n \frac{b a \mu}{2}}{\sin \frac{b a \mu}{2}} \iint e^{ib(\lambda x + \mu y)} ds,$$

wo sich das Integral wieder über ein Gitterintervall von der Breite a erstreckt. Die Furchen mögen innerhalb eines solchen Intervalls beginnen bei $y = o$, y_1, $y_2 \ldots$, endigen bei $y = w$, $y_1 + w$, $y_2 + w \ldots$ Das Flächenintegral kann dann in zwei Theile zertheilt werden, die sich erstrecken über die Zwischenräume zwischen den Furchen, also von w bis y_1, $y_1 + w$ bis y_2 u. s. w., und über die Furchen, also von o bis w, von y_1 bis $y_1 + w$ u. s. w. Die Zwischenräume liegen auf der ursprünglichen Gitterfläche, für welche $x = o$ ist; also wird dieser Theil des Integrals

$$\int e^{ib\mu y} dy = \frac{1}{ib\mu} \left[- e^{ib\mu w} + e^{ib\mu y_1} - e^{ib\mu(y_1 + w)} + e^{ib\mu y_2} - \ldots \right]$$

$$= \frac{1}{ib\mu} \left[- e^{ib\mu w} + \left(1 - e^{ib\mu w}\right) \left(e^{ib\mu y_1} + e^{ib\mu y_2} + \ldots\right) + e^{ib\mu a} \right].$$

Nun ist $e^{ib\mu a} = 1$, da $b\mu a = 2\pi m$ für jedes Maximum ist, und daher wird das Integral:

$$\frac{1 - e^{ib\mu w}}{ib\mu}\left[1 + e^{ib\mu y_1} + e^{ib\mu y_2} + \dots\right]$$

Das zweite Integral über die Furchen ist

$$\int_0^w e^{ib(\lambda x + \mu y)} ds\left[1 + e^{ibmy_1} + \dots\right]$$

und der gesammte Ausdruck für die Störung wird:

$$(7)\quad \frac{\sin n\frac{ba\mu}{2}}{\sin\frac{ba\mu}{2}}\left[\frac{1-e^{ib\mu w}}{ib\mu} + \int_0^w e^{ib(\lambda x + \mu y)} ds\right]\left[1 + e^{ib\mu y_1} + e^{ib\mu y_2} + \dots\right].$$

Wie früher erhalten wir hieraus die Intensität, indem wir $+i$ mit $-i$ vertauschen, und beide Ausdrücke multipliciren.

a) Wir wenden dies zuerst auf den Fall an, dass das Intervall a n' äquidistante Furchen enthält, so dass $y_1 = y_2 - y_1 = y_3 - y_2 \dots = \frac{a}{n'}$; dann wird die letzte Klammer des obigen Ausdrucks

$$\sum_{p=0}^{p=n'-1} e^{ib\mu\frac{a}{n'}p} = e^{iba\mu}\frac{\sin\frac{ba\mu}{2}}{\sin\frac{ba\mu}{2n'}}.$$

Daher wird die Störung:

$$\frac{\sin n\frac{ba\mu}{2}}{\sin\frac{ba\mu}{2n'}}\left[\frac{1-e^{ib\mu w}}{ib\mu} + \int_0^w e^{ib(\lambda x + \mu y)} ds\right].$$

Das letzte Glied ist hier einfach ein Integral über das Intervall $\frac{a}{n'}$, wir sind also auf den vorigen Fall zurückgekommen, nur dass wir es mit einem Gitter von nn' Linien, dem Intervall $\frac{a}{n'}$ zu thun haben, statt mit n Linien und dem Intervall a.

b) Es seien zwei Furchen vorhanden.

Dann haben wir für die letzte Klammer in (7) zu setzen

$$1 + e^{ib\mu y_1} = 2e^{\frac{ib\mu y_1}{2}}\cos\frac{b\mu y_1}{2}, \quad \text{oder da } ba\mu = 2\pi m$$

$$= 2e^{ibm\frac{y_1}{2}}\cos\pi m\frac{y_1}{a}.$$

Das Quadrat des cosinus bildet einen Factor in dem Ausdruck für die Intensität; folglich wird diese 0 werden, sobald der cosinus Null wird, d. h. für

$$m\frac{y_1}{a} = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \text{ u. s. w., oder für } m = \frac{1}{2}\frac{a}{y_1}, \frac{3}{2}\frac{a}{y_1}, \frac{5}{2}\frac{a}{y_1} \dots$$

Ist daher $\frac{a}{y_1} = 2$, so verschwindet das erste, dritte ... Spectrum, indem wir dann ein Gitter mit der doppelten Zahl Furchen pro Millimeter haben.

Ist $\frac{a}{y_1} = 4$, so verschwindet das zweite, sechste, zehnte Spectrum, für $\frac{a}{y_1} = 6$ das dritte, neunte, fünfzehnte u. s. w.

Rayleigh[1]) hat darauf aufmerksam gemacht, dass der Fall $\frac{a}{y_1} = 4$ practisch wichtig sei, namentlich für Untersuchung langer Wellen. Da das Spectrum zweiter Ordnung fehlt, würde das Spectrum erster Ordnung ganz frei sein, indem das Spectrum dritter Ordnung mit der Wellenlänge 2000 erst bei der Wellenlänge 6000 der ersten einsetzt, und ebenso wäre das Ultraviolett der dritten Ordnung nur durch die vierte verunreinigt.

Rowland bemerkt indessen dagegen, dass wenn wir, wie es für den Fall $\frac{a}{y_1} = 4$ sein soll, mit der Theilmaschine immer 2 Linien ziehen, 2 auslassen, und die Maschine etwa 20000 Furchen pro Zoll zieht, wir nur die Dispersion erhalten, die 5000 Furchen pro Zoll entspricht, und dass wir vielleicht nicht einmal das gewünschte Ziel erreichen. Denn die Theorie setzt voraus, dass die Furchen von einander getrennt sind. Rowland meint, das sei bei 20000 Furchen pro Zoll nie der Fall, und dann würde das Spectrum zweiter Ordnung doch wieder erscheinen.

426. Es werde als weiteres Beispiel angenommen, dass die beiden Furchen in dem Intervall nicht genau gleichen Abstand haben, d. h. wir setzen $y_1 = \frac{a}{2} + v$, wo v eine kleine Grösse. Dann wird

$$\cos^2 \pi \frac{m y_1}{a} = \left(\cos \frac{\pi m}{2} \cos \frac{\pi m v}{a} - \sin \frac{\pi m}{2} \sin \frac{\pi m v}{a}\right)^2.$$

Für gradzahlige Werthe von m wird dieser Factor in dem Ausdruck für die Intensität sehr nahe $= 1$, für die ungraden Werthe von m aber wird er $\left(\pi m \frac{v}{a}\right)^2$. Da die graden Ordnungen einem Gitter vom Intervall $\frac{a}{2}$ entsprechen, einem Gitter vom Intervall a aber die graden und ungraden Ordnungen, so können wir sagen: Unser Gitter giebt seine Hauptspectra so, als ob es das Intervall $\frac{a}{2}$ hätte; dazwischen liegen aber noch schwächere Spectra, deren Lage dem Intervall a für die ungraden Ordnungen entspricht, und deren Intensität proportional ist dem Quadrat der Ordnungszahl und dem Quadrat der Abweichung v der Furche von der richtigen Lage. Bei allen Theilungsfehlern werden wir eine solche Wirkung proportional dem Quadrat ihrer Grösse finden.

Rowland theilt mit, er habe diesen Fehler beobachtet, als er versuchte

---

1) Lord Rayleigh, Investigations in optics, with special reference to the spectroscope. Phil. Mag. (5) 9. p. 40—55 (1880).

28872 Furchen pro inch zu ziehen, während das Zahnrad seiner Maschine bei jedesmaliger Weiterdrehung um einen Zahn nur 14436 Furchen pro inch theilte. Er benutzte dazu eine in den Rand des Zahnrades eingreifende Tangentialschraube, um nur einen halben Zahn weiter drehen zu können. Es gelang aber nie vollständig, wenn auch nahezu, neben den Spectren, die 28872 Furchen entsprechen, die 14436 Furchen entsprechenden ganz zum Verschwinden zu bringen.

427. c) Es sei eine Furche unter N falsch gelegen.

Das Gitterintervall a enthalte N äquidistante Furchen, nur eine von ihnen sei um v aus ihrer richtigen Lage verschoben.

Die letzte Klammer der Gleichung (7) wird dann:

$$1+e^{ib\mu\frac{a}{N}}+e^{2ib\mu\frac{a}{N}}+\ldots+e^{ib\mu\left(p\frac{a}{N}+v\right)}+\ldots+e^{ib\mu\frac{N-1}{N}a}$$

$$=e^{ib\mu\frac{N-1}{2N}a}\left[\frac{\sin\frac{b\mu a}{2}}{\sin\frac{b\mu a}{2N}}+ib\mu v\, e^{ib\mu a\frac{2p-N+1}{2N}}\right].$$

Wenn wir hier $+i$ durch $-i$ ersetzen, die beiden Ausdrücke multipliciren und die übrigen Factoren der Intensität hinzufügen, so haben wir den ganzen Ausdruck der Intensität für diesen Fall.

Eines der Glieder dieses Ausdruckes wird sein:

$$\frac{\sin n\frac{ba\mu}{2}}{\sin\frac{ba\mu}{2N}}\,\frac{\sin n\frac{ba\mu}{2}}{\sin\frac{ba\mu}{2}}\,\sin\frac{ba\mu}{2}\,\frac{2p-N+1}{N}.$$

Die ersten beiden Factoren haben endliche Grösse nur in der Nähe der Werthe $\frac{ba\mu}{2}=mN\pi$, wo mN eine ganze Zahl ist. Nun ist aber auch $2p-N+1$ eine ganze Zahl, und daher ist das letzte Glied in diesen Punkten 0. Daher verschwindet dieses ganze Glied, und der Ausdruck für die Intensität wird, — wenn wir den von der Gestalt der Furchen abhängenden Factor fortlassen:

$$\frac{\sin^2 n\frac{ba\mu}{2}}{\sin^2\frac{ba\mu}{2N}}+(b\mu v)^2\frac{\sin^2 n\frac{ba\mu}{2}}{\sin^2\frac{ba\mu}{2}}.$$

Das erste Glied giebt die Hauptspectra, wie sie von einem fehlerlosen Gitter mit der Gitterconstante $\frac{a}{N}$ und der Furchenzahl nN erzeugt werden. Das zweite Glied giebt ganz neue Spectra, die von einem Gitter mit dem Intervall a herrühren, und deren Linien eine Breite haben, wie sie einem Gitter mit n Furchen entspricht, und eine Intensität, die proportional zu $(b\mu v)^2$ ist.

Rowland bemerkt hierzu, eine Theilmaschine sei so empfindlich für periodische Störungen, dass man sorgfältig vermeiden müsse, dass irgend einer der Schnurläufe, welche die Maschine treiben, mit einer Periode umlaufe, die

einen aliquoten Theil der Linienzahl des Gitters enthalte; sonst treten sicher die dieser Periode entsprechenden Spectra auf.

Es werden dann als besonderer Fall

428. d) Periodische Fehler der Theilung und die Theorie der Geister behandelt.

Bei allen Theilmaschinen treten periodische Fehler besonders leicht auf. Wir können dann schreiben:

$$y = n a_0 + a_1 \sin(e_1 n) + a_2 \sin(e_2 n) + \ldots,$$

wo die Grössen e_1, $e_2 \ldots$ die Perioden der Fehler, a_1, $a_2 \ldots$ die Amplituden derselben angeben. Wir können wie früher das Integral über die Gitterfläche in zwei Theile zerlegen, in eine Integration über die Furchen und Zwischenräume und in eine Summation in Bezug auf ihre Zahl.

$$\Sigma \int_{y_1}^{y''} e^{-ib(\lambda x + \mu y)} ds = \Sigma e^{-ib\mu y'} \int_0^{y''-y'} e^{-ib(\lambda x + \mu y)} ds.$$

Rowland führt zur Berechnung des Ausdruckes die Vereinfachung ein, dass er $y'' - y' = a$, einer Constanten, setzt, wie es bei allen Gittern der Fall ist. Dadurch kann man das Integral, welches von der Form der Furchen abhängt, vor die Summe setzen, und letztere wird:

$$\Sigma e^{-ib\mu[a_0 n + a_1 \sin e_1 n + a_2 \sin e_2 n + \ldots]}.$$

Nun ist $\quad e^{-iu \sin\varphi} = \cos(u \sin\varphi) - i \sin(u \sin\varphi)$

und wenn wir mit J eine Bessel'sche Function bezeichnen:

$$\cos(u \sin\varphi) = J_0(u) + 2[J_2(u) \cos_2 \varphi + J_4(u) \cos_4 \varphi + \ldots]$$
$$\sin(u \sin\varphi) = \qquad 2[J_1(u) \sin\varphi + J_3(u) \sin_3 \varphi + \ldots].$$

Also wird unsere Summe

$$\Sigma \left[\begin{array}{l} e^{-ib\mu a_0 n}\{J_0(b\mu a_1) + 2[-iJ_1(b\mu a_1)\sin e_1 n + J_2(b\mu a_1)\cos 2e_1 n - \ldots]\} \\ \times \{J_0(b\mu a_2) + 2[-iJ_1(b\mu a_2)\sin e_2 n + J_2(b\mu a_2)\cos 2e_2 n - \ldots]\} \\ \times \{J_0(b\mu a_3) + 2[\ldots]\} \times \{\ldots\} \end{array} \right].$$

Wir wollen nur den Fall weiter behandeln, wo ein einziger periodischer Fehler existirt, also nur a_0 und a_1 von Null verschieden sind. Da

$$\sum_0^{n-1} e^{-ipn} = e^{-i\frac{n-1}{2}p} \frac{\sin\frac{pn}{2}}{\sin\frac{p}{2}},$$

so wird der Ausdruck für die Intensität

$$\left\{J_0(b\mu a_1)\frac{\sin n\frac{b\mu a_0}{2}}{\sin\frac{b\mu a_0}{2}}\right\}^2 + J_1^2(b\mu a_1)\left\{\left\{\frac{\sin n\frac{b\mu a_0 + e_1}{2}}{\sin\frac{b\mu a_0 + e_1}{2}}\right\}^2 + \left\{\frac{\sin n\frac{b\mu a_0 - e_1}{2}}{\sin\frac{b\mu a_0 - e_1}{2}}\right\}^2\right\} + \ldots$$

Da n gross ist, stellt dies verschiedene scharfe Spectrallinen dar, die nicht übereinander greifen, so dass die einzelnen Glieder unabhängig von einander sind. Bei Ableitung des Ausdruckes sind die Producte fortgelassen worden, da überall der eine oder der andere Factor $= 0$ ist.

Die durch den Ausdruck gegebenen Linien sind alle ähnlich in Bezug auf die relative Lichtvertheilung; ihre Intensitäten und Lage sind durch folgende Tabelle gegeben:

Lage	Intensität	Bezeichnung
$\mu = \frac{2\pi m}{b a_0}$	$J_0^2 (b \mu a_1)$	Hauptlinie
$\mu_1 = \mu \pm \frac{e_1}{b a_0}$	$J_1^2 (b \mu_1 a_1)$	Geister erster Ordnung
$\mu_2 = \mu \pm \frac{2 e_1}{b a_0}$	$J_2^2 (b \mu_1 a_1)$	Geister zweiter Ordnung
.....	.....	.....

Das Licht, welches ohne periodischen Fehler in der Hauptlinie vereinigt wäre, vertheilt sich jetzt über diese und die Geister. Die relative Intensität der Geister zu der der Hauptlinie ist:

$$\frac{J_n^2 (b \mu_n a_1)}{J_0^2 (b \mu a_1)},$$

und dies wird für schwache Geister der ersten, zweiten, dritten ... Ordnung:

$$\left(\pi m \frac{a_1}{a_0}\right)^2, \ \frac{1}{2}\left(\pi m \frac{a_1}{a_0}\right)^4, \ \frac{1}{6}\left(\pi m \frac{a_1}{a_0}\right)^6 \dots$$

„Die Intensität der Geister erster Ordnung ist also proportional dem Quadrat der Ordnung des Spectrums und dem Quadrat der relativen Abweichung von dem Gitterintervall a_0. Das ist also dasselbe Gesetz, welches wir schon für die Wirkung anderer Gitterfehler fanden, und es gilt ganz allgemein. Man kann daher sagen: Kleine Theilungsfehler bringen diffuses Licht um die Spectrallinien hervor. Dies diffuse Licht wird den Linien selbst entzogen, und sein relativer Betrag ist proportional dem Quadrat des relativen Theilungsfehlers und dem Quadrat der Ordnungszahl des beobachteten Spectrums. So bringt also auch ein periodischer Fehler die Helligkeit der Hauptlinien von 1 auf $J_0^2 (b \mu \alpha_1)$ herunter und umgiebt sie dafür mit einem symmetrischen System von Linien, die wir Geister nennen. Bei allen Gittern nimmt die Intensität der Geister und des diffusen Lichtes schnell zu mit der Ordnungszahl. Das ist oft auffallend bei Gittern, die starke krystallinische Structur zeigen; denn die Theilung bringt die Structur heraus, indem diese locale Verschiedenheiten der Theilung bedingt, was in Bezug auf diffuses Licht gleichbedeutend mit Theilungsfehlern ist".

„Aus diesem Grunde ist es für Erzielung möglichst grosser auflösender Kraft zweckmässig, breite Gitter und niedrige Ordnungen zu benutzen, obgleich die grössere Vollkommenheit der schmalen Gitter in mancher Beziehung ihre Nachtheile aufwiegt".

„Es bringt selten Nutzen, sowohl den Incidenz- wie den Beugungswinkel grösser als 45° zu nehmen; ist aber der Incidenzwinkel 0, so kann der andere Winkel 60° oder 70° betragen, wie bei den Concavgittern. Sowohl Theorie als Praxis stützen diese Angabe".

Rowland rechnet dann noch die relative Helligkeit der ersten Geister in den ersten drei Ordnungen aus für drei Fälle des periodischen Fehlers.

$\frac{a_1}{a_0}$	Helligkeit des ersten Geistes in		
	Erster Ordnung	Zweiter Ordnung	Dritter Ordnung
$\frac{1}{25}$	$\frac{1}{63}$	$\frac{1}{16}$	$\frac{1}{7}$
$\frac{1}{50}$	$\frac{1}{252}$	$\frac{1}{63}$	$\frac{1}{28}$
$\frac{1}{100}$	$\frac{1}{1008}$	$\frac{1}{252}$	$\frac{1}{102}$

Im Spectrum dritter Ordnung würden die Geister für den Fehler $\frac{1}{50}$ sichtbar, die für den Fehler $\frac{1}{25}$ sehr störend sein; letztere würden bei sehr hellen Linien sogar in erster Ordnung sichtbar sein. Bei Gittern von 20000 Linien pro inch entsprechen diese Fehler aber $\frac{1}{1000000}$ inch resp. $\frac{1}{500000}$ inch; ein periodisch sich wiederholender Fehler von der zweiten Grösse würde also im Spectrum zweiter Ordnung sichtbar, in dem dritter Ordnung störend sein.

Wir wollen den weiteren Betrachtungen Rowland's nicht mehr ausführlich folgen, da sie für brauchbare Gitter kein Interesse haben. Er zeigt, dass mit zunehmender Grösse des periodischen Fehlers die Intensität der Hauptlinie bis 0 abnimmt, dann wieder zunimmt, wieder abnimmt und so weiter, und dass gleichzeitig eine immer höhere Ordnung von Geistern am hellsten ist. Er behandelt ferner den Fall, dass mehrere periodische Fehler da sind; dann treten noch Geister der Geister auf. „Die Lage der Linien bei einer beliebigen Anzahl periodischer Fehler kann immer erhalten werden, indem man zuerst die Geister für jeden einzelnen Fehler berechnet, dann diese Geister als Hauptlinien behandelt und ihre Geister berechnet etc.“

„Es ist zu bemerken, dass für gegebene Winkel und Brennweite jeder Theilungsfehler neutralisirt werden kann durch einen passenden Fehler in der Gestalt der Gitterfläche, und dass alle Resultate, die wir als Folge von Theilungsfehlern abgeleitet haben, auch durch Flächenfehler hervorgebracht werden können, und manche auch durch Fehler in der Gestalt der Furchen. So werden Geister nicht nur durch periodische Theilungsfehler erzeugt, sondern auch durch periodische Stellung der Oberfläche, oder sogar durch periodische Aenderung der Furchentiefe. Im Allgemeinen aber bezieht sich jede Lösung für diese Fehler nur auf einen bestimmten Winkel, und die Resultate sind mit den unsrigen also nicht identisch; in einigen Fällen aber sind sie es“.

429. Rowland behandelt dann noch ganz kurz

3. Focale Eigenschaften der Gitter.

In diesem Falle müssen wir in unserer allgemeinen Gleichung (4) das Glied $\varkappa r^2 = \varkappa(x^2 + y^2 + z^2)$ beibehalten. Wenn aber die Strahlen, wie bisher, parallel zu einander und zu z sind, so können wir die Glieder in z vernachlässigen und setzen $r^2 = y^2$. Dann wird das Integral

$$\int e^{ib(\lambda x + \mu y - \varkappa y^2)} ds,$$

wo $\varkappa$ von der Brennweite abhängt. Diese nehmen wir als sehr gross, daher $\varkappa$ als sehr klein an. Das Integral kann wieder in zwei Theile zerlegt werden: in eine Integration über eine Furche und Zwischenraum und in eine Summation über alle Intervalle. Das Integral wird etwas variiren mit der Veränderung im Abstand der Furchen, aber diese Wirkung ist verschwindend klein gegen die Wirkung auf die Summation, und kann daher vernachlässigt werden. Die Störung ist daher proportional zu $\Sigma e^{ib(\mu y - \varkappa y^2)}$.

Liegen nun die Furchen in variablem Abstand, so ist allgemein zu schreiben:

$$y = an + a_1 n^2 + a_2 n^3 + \ldots.$$

Da $\varkappa, a_1, a_2 \ldots$ klein sind, können wir die Producte vernachlässigen und erhalten für die Summe

$$\Sigma e^{ib[\mu(an + a_1 n^2 + a_2 n^3 + \ldots) - \varkappa a^2 n^2]}$$

„daher kann das Glied $a_1 n^2$ compensirt werden durch eine Formveränderung, die ausgedrückt ist durch $\mu a_1 = \varkappa a^2$. Ein Gitter mit solchem Fehler hat also verschiedene Brennweite je nach dem Winkel n, und die Aenderung ist positiv auf einer Seite, negativ auf der andern. Dieser Fehler zeigt sich oft bei Gittern, es sind sogar wenige frei davon. Ein ähnlicher Fehler entsteht, wenn die Platte concav ist, aber dieser Fall kann von dem vorigen dadurch unterschieden werden, dass bei ihm die Brennweite für gleichen Winkel auf beiden Seiten identisch ist, statt verschieden".

„Bei diesem Fehler, Vorhandensein des Gliedes $a_1 n^2$, nimmt der Abstand der Furchen von einem Rande der Platte zum anderen gleichmässig zu, in derselben Weise, wie die Linien der B-Gruppe im Sonnenspectrum angeordnet sind. Glücklicher Weise ist dies der Fehler, der am leichtesten bei der Gittertheilung vorkommt, und am wenigsten Schaden thut".

430. Während so Rowland diesen dritten Fehler nur ganz kurz behandelt, verdanken wir Cornu[1]) eine sehr eingehende Untersuchung auf wesentlich anderem Wege, und wir wollen nun sie besprechen, und zwar nur seine neueren ausführlichen Arbeiten.

Focale Eigenschaften der Gitter können 1) durch Krümmung der Gitterfläche, 2) durch regelmäsige Aenderung des Abstandes der Gitterlinien hervorgebracht werden. Da eine Krümmung der Fläche parallel den Furchen nur die Spectralbilder astigmatisch macht, können wir sie ausser Acht lassen, also annehmen, die Theilung sei auf einer Kreiscylinderfläche angebracht, deren Erzeugende parallel den Furchen ist.

Der Abstand der Furchen sei gegeben durch die Gleichung $s = bt + ct^2$, wo s der Abstand einer Furche von einer beliebigen ersten ist, und t die Reihe der ganzen Zahlen durchläuft. Wäre noch ein Glied mit t^3 oder noch höhere Glieder im Ausdruck für s vorhanden, so würden die Gitter kaum brauchbare

1) A. Cornu, Études sur les réseaux diffringents. Anomalies focales. C. R. **116**. p. 1215—1222 (1893). Eine ältere Arbeit siehe C. R. **80**. p. 645—649 (1875).

Bilder liefern, so dass wir dies nicht zu berücksichten brauchen. Ist $c > 0$, so wird der Abstand der Furchen in der Unendlichkeit ∞; ist $c < 0$, so wird der Abstand der Linien in einer bestimmten Entfernung zu Null, nämlich wenn

$$\frac{ds}{dt} = 0\,, \text{ d. h. für } s_0 = -\frac{b^2}{4c} = -2P.$$

Die Grösse P ist ein characteristischer Parameter für das Gitter; es soll gezeigt werden, dass die focalen Eigenschaften ausschliesslich von P und dem Krümmungsradius R abhängen.

Sei S in Fig. 125 ein Querschnitt des Gitters senkrecht zu den Furchen, M die Mitte des Gitters, M′ und M″ die entsprechenden Punkte der beiden nächsten Intervalle. Sei A ein Punkt der Lichtquelle, A′ der entsprechende Bildpunkt; die Strahlen AM und A′M mögen mit der Gitternormale, dem Krümmungsradius CM = R, die Winkel α und α' bilden. Es heisse e die mittlere Gitterconstante, $AM = \varrho$, $A'M = \varrho'$; δs sei das Stück des Bogens, welches einer Aenderung von t um δt entspricht, die ∞ kleinen Winkel bei C, A, A′ heissen $\delta\omega$, $\delta\varepsilon$, $\delta\varepsilon'$.

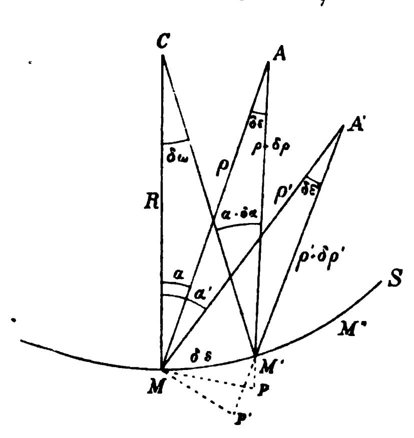


Fig. 125.

Von A gehe nun eine cylindrische Welle aus, die das Gitter in den Punkten M und M′ trifft. Sollen die gebeugten Strahlen in A′ ohne Phasendifferenz zusammenkommen, so muss die Differenz der Wege AMA′ und AM′A′ ein Vielfaches einer ganzen Wellenlänge betragen, oder $\delta\varrho + \delta\varrho' = m\lambda$. Nach der Figur ist $\delta\varrho = M'p = \delta s \sin\alpha$, $\delta\varrho' = M'p' = \delta s \sin\alpha'$, wenn wir berücksichtigen, dass die Winkel unendlich klein sind, also

$$(1) \qquad \delta s(\sin\alpha + \sin\alpha') = m\lambda.$$

Betrachtet man einen dritten Punkt M″, der abermaligem Zuwachs von von t um δt entspricht, so wird ein Strahl AM″A′ mit den beiden besprochenen gleiche Phase in A′ geben, wenn eine Bedingung erfüllt ist, die man erhält, indem man in der Gleichung (1) t in $t + \delta t$, α in $\alpha + \delta\alpha$, α' in $\alpha' + \delta\alpha'$ verwandelt, $m\lambda$ und δt aber unverändert lässt. Das ist aber gleichbedeutend mit der Bedingung, das Differential von (1) gleich Null zu setzen:

$$(2) \qquad \delta^2 s(\sin\alpha + \sin\alpha') + \delta s(\cos\alpha\,\delta\alpha + \cos\alpha'\,\delta\alpha') = 0.$$

Nun ergiebt die Figur

$$(3) \qquad \delta\alpha = \delta\omega - \delta\varepsilon,\ \delta\alpha' = \delta\omega - \delta\varepsilon',\ \delta s = R\,\delta\omega,$$
$$\varrho\,\delta\varepsilon = \delta s \cos\alpha,\ \varrho'\delta\varepsilon' = \delta s\cos\alpha'.$$

Wenn man mit Hülfe von (3) in (2) $\delta\alpha$ und $\delta\alpha'$ ersetzt durch R, ϱ, ϱ' und $\cos\alpha$ und $\cos\alpha'$, und dann durch δt^2 dividirt, so wird (2)

$$(4) \qquad \frac{\delta^2 s}{\delta t^2}(\sin\alpha + \sin\alpha') - \left(\frac{\delta s}{\delta t}\right)^2\left[\frac{\cos^2\alpha}{\varrho} + \frac{\cos^2\alpha'}{\varrho'} - \frac{\cos\alpha + \cos\alpha'}{R}\right] = 0.$$

Die Variationen können wir den Differentialquotienten gleichsetzen, d. h. $\frac{\delta^2 s}{\delta t^2} = \frac{d^2 s}{d t^2} = 2\,c, \left(\frac{\delta s}{\delta t}\right)^2 = \left(\frac{d s}{d t}\right)^2 = b^2$ in Bezug auf die mittelste Furche, für welche $t = 0$, und dann wird (4)

$$\frac{\cos^2 \alpha}{\varrho} + \frac{\cos^2 \alpha'}{\varrho'} = \frac{\cos \alpha + \cos \alpha'}{R} - \frac{\sin \alpha + \sin \alpha'}{P}. \tag{5}$$

Das Vorzeichen des letzten Gliedes kann positiv oder negativ sein, je nachdem ob der Abstand der Furchen von links nach rechts ab- oder zunimmt. Zu dieser Gleichung kommt als zweite die Gleichung (1) in der Form

$$e\,(\sin \alpha + \sin \alpha') = m\,\lambda. \tag{6}$$

Die Gleichung (5) giebt uns eine Beziehung der Brennweite ϱ' für bestimmte Wellenlänge λ und Ordnungszahl m zu dem Abstand der Lichtquelle ϱ. Da sie symmetrisch ist für ϱ und ϱ', sind Lichtquelle und Bild conjugirte Punkte. Die Gleichung ist für bestimmte Lage der Lichtquelle (ϱ und α constant) unbestimmt, sie giebt also die Brenncurve für gegebenen Lichtpunkt in Polarcoordinaten ϱ' und α'. Die Brenncurve geht im Allgemeinen nicht durch den Punkt der Lichtquelle; es giebt also eine Schar solcher Curven für verschiedene Lagen der Lichtquelle. Die Orte der Punkte A, der Quelle, die derselben Brennlinie A' entsprechen, sind offenbar gegeben durch

$$\frac{\cos^2 \alpha}{\varrho} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{\sin \alpha}{P} = k, \tag{7}$$

dann ist die Gleichung der Brennlinie A', damit man (5) genügt, nothwendig

$$\frac{\cos^2 \alpha'}{\varrho'} - \frac{\cos \alpha'}{R} + \frac{\sin \alpha'}{P} = -k. \tag{8}$$

Die Gleichungen (7) und (8) stellen zwei conjugirte Curvenscharen dar. Wenn $k = 0$, so coincidiren die beiden entsprechenden Curven, und ihre gemeinsame Gleichung ist

$$\frac{\cos^2 \alpha}{\varrho} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{\sin \alpha}{P} = 0. \tag{9}$$

Wenn ein Punkt der Curve Lichtquelle ist, so liegen alle Bilder derselben auf der Curve; es giebt nur eine solche Curve für jedes Gitter, sie hängt nur ab von P und R, nicht von der Gitterconstante e. Cornu nennt sie die Hauptbrenncurve. Je nach dem Verhältniss von R und P hat sie sehr verschiedene Formen, die sich alle ableiten von der Cissoide des Diocles. Man kann (9) in andere Formen bringen, die eine Construction der Curve gestatten, nämlich

$$\varrho = \frac{\cos^2 \alpha}{\frac{\cos \alpha}{R} - \frac{\sin \alpha}{P}} = \frac{P\,R}{H} \frac{\cos^2 \alpha}{\cos(\alpha + \varphi)} \quad \text{oder} \tag{10}$$

$$\varrho = R \cos \varphi \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos(\alpha + \varphi)} + \cos(\alpha - \varphi)\right] \tag{11}$$

wobei gesetzt ist: $R = H \sin \varphi$, $P = H \cos \varphi$, also $\operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{P}$, $H^2 = P^2 + R^2$.

Die zweite Gleichung zeigt, dass der Radiusvector ϱ sich aus zwei Theilen zusammensetzt, dem Radiusvector eines Kreises und dem einer geraden Linie.

Die Construction der zweiten Gleichung gestaltet sich an der Hand der Figur 126 folgendermaassen: Sei M der Mittelpunkt des Gitters, C der Krümmungsmittelpunkt, M_0 so gelegen, dass $MM_0 = P$. Wir ziehen CM_0; dann ist $\sphericalangle CM_0M = \varphi$. Fällen wir das Loth MK auf diese Linie, so ist auch $\sphericalangle CMK = \varphi$, ziehen wir auf der anderen Seite der Normale symmetrisch zu CM die Linie $MK' = MK$, so ist deren Länge $= R \cos \varphi$, gleich dem Durchmesser des erwähnten Kreises. Fällen wir ferner von K das Loth KL auf M_0M,

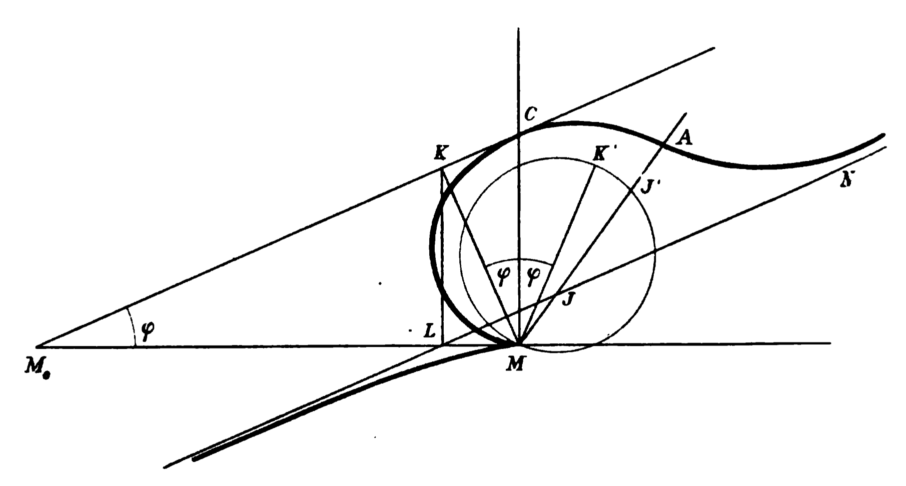


Fig. 126.

und legen durch L eine Gerade LN parallel zu M_0C, so bildet diese eine Asymptote an die gesuchte Curve. Ein Punkt A der Curve liegt dann so, dass $\varrho = MA = MJ + MJ'$.

Wird die Gittertheilung immer gleichmässiger, während der Krümmungsradius derselbe bleibt, so wandert der Punkt M_0 ins Unendliche, der $\sphericalangle \varphi$ wird immer kleiner, als Curve bleibt der Kreis allein übrig; wir haben damit den Fall der Rowland'schen Concavgitter. Ist bei einem solchen Gitter aber noch ein sehr kleiner Fehler im Abstand der Linien vorhanden, so ist die übrigbleibende Curve auch noch ein Kreis, dessen Durchmesser aber um einen kleinen Winkel φ gegen die Normale gedreht ist. Ist endlich das Gitter ganz eben, $R = \infty$, so wird $\varphi = 90^0$, dann wird die Curve eine Cissoide, deren Asymptote durch M_0 geht und senkrecht auf der Gitterfläche steht.

Cornu zeigt dann weiter[1]), wie man die Gleichungen prüfen kann durch Messung der Brennweiten und wie man die beiden in der Erscheinung superponirten Wirkungen trennen kann. Dreht man nämlich das Gitter in seiner Ebene um 180^0, so ändert damit P sein Vorzeichen, während R natürlich unverändert bleibt; lässt man dabei das einfallende Licht (gegeben durch ϱ' und α') unverändert, so bleibt für dasselbe m auch α ungeändert wegen Gleichung (6), aber ϱ ändert sich. Nennen wir es für beide Lagen ϱ_1 und ϱ_2, so haben wir:

1) A. Cornu, Sur diverses méthodes relatives à l'observation des propriétés appelées anomalies focales des réseaux diffringents. C. R. **116**. p. 1421—1428 (1893).

$$(12)\qquad \frac{\cos^2\alpha}{\varrho_1}+\frac{\cos^2\alpha'}{\varrho'}=\frac{\cos\alpha+\cos\alpha'}{R}-\frac{\sin\alpha+\sin\alpha'}{P}$$

$$(13)\qquad \frac{\cos^2\alpha}{\varrho_2}+\frac{\cos^2\alpha'}{\varrho'}=\frac{\cos\alpha+\cos\alpha'}{R}+\frac{\sin\alpha+\sin\alpha'}{P},$$

durch Addition und Subtraction erhalten wir

$$(14)\quad \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\varrho_1}+\frac{1}{\varrho_2}\right)\cos^2\alpha+\frac{\cos^2\alpha'}{\varrho'}=\frac{\cos\alpha+\cos\alpha'}{R}=\frac{2}{R}\cos\frac{\alpha-\alpha'}{2}\cos\frac{\alpha+\alpha'}{2}$$

$$(15)\quad \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\varrho_1}-\frac{1}{\varrho_2}\right)\cos^2\alpha=-\frac{\sin\alpha+\sin\alpha'}{P}=-\frac{2}{P}\cos\frac{\alpha-\alpha'}{2}\sin\frac{\alpha+\alpha'}{2}.$$

Ist z. B. das einfallende Licht parallel und senkrecht zum Gitter, so wird $\varrho=\infty$, $\alpha'=0$, und die Gleichung (15)

$$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\varrho_1}-\frac{1}{\varrho_2}\right)\cos^2\alpha=-\frac{\sin\alpha}{P}$$

Liegt die Lichtquelle im Krümmungsmittelpunkt, so wird $\varrho'=R$, $\alpha'=\alpha$, und die Gleichungen (14) und (15) werden

$$(16)\qquad \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\varrho_1}+\frac{1}{\varrho_2}\right)\cos^2\alpha=\frac{1}{R}\quad\text{und}$$

$$(17)\qquad \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\varrho_1}-\frac{1}{\varrho_2}\right)\cos^2\alpha=-\frac{\sin\alpha}{P}$$

Ist P sehr gross, d. h. der Abstand der Striche fast identisch, so ist ϱ_1 sehr nahe ϱ_2, und wir können ihren Mittelwerth ϱ setzen. Dann wird (16)

$$(18)\qquad \varrho=R\cos\alpha.$$

Setzen wir den Werth von $\cos\alpha$ in (17) ein, und ersetzen $\varrho_1\varrho_2$ durch ϱ^2, so wird es

$$(19)\qquad \frac{1}{2}\left(\varrho_1-\varrho_2\right)=\frac{R^2}{P}\sin\alpha.$$

Dies ist eine Gleichung, welche Rydberg empirisch gefunden hat.

Cornu prüft dann[1]) seine Theorie an Messungen von Merczyng für ein Gitter von Rutherfurd, und an eigenen Messungen für ein Gitter von Brunner und für selbstgetheilte Gitter. Die Gleichungen bestätigen sich vollständig. Die Prüfung wird dadurch erschwert, dass nur kleine Stücke der Gitter der Bedingung $s=bt+ct^2$ genügen, und manchmal für verschiedene Stücke verschiedene Constanten b und c gelten. Solches Gitter giebt bei mehreren verschiedenen Einstellungen scharfe Bilder derselben Linie.

431. Die verschiedenen genannten Fehler der Gitter sind sehr häufig beobachtet oder auch theoretisch mehr oder weniger eingehend untersucht worden, und es seien noch einige litterarische Daten dafür angeführt.

Auf die focalen Eigenschaften hat zuerst wohl Mascart[2]) hingewiesen, der sie sehr stark bei Nobert'schen Gittern fand, ihren Ursprung aber nicht erklären konnte. Er bemerkte auch, dass man bei Herausziehen des Oculars

---

1) A. Cornu, Vérifications numériques relatives aux propriétés focales des réseaux diffringents plans. C. R. **117**. p. 1032—1039 (1893).

2) M. E. Mascart, Recherches sur le spectre solaire ultra-violet, et sur la détermination des longueurs d'onde. Ann. école norm. **1**. p. 219—262 (1864).

die Linie mehrfach scharf und unscharf erhielt. Dieselben Beobachtungen machte Ditscheiner[1]) an Gittern von Fraunhofer und Plössl. Auch van der Willigen[2]) findet den Fehler, glaubt ihn aber auf chromatische und sphärische Aberration der Linsen schieben zu sollen. van der Willigen bespricht hier auch, welchen Einfluss es auf die Gitterspectren ausübt, wenn die Flächen des Glasgitters sphärisch gekrümmt, oder eben, aber nicht parallel sind. Die Erklärung gelang zuerst Cornu[3]), dessen Resultat Soret[4]) auf Kreisgitter anwandte, die wie Linsen wirken. Diese Anwendung ist dann in sehr hübscher Weise von Wood[5]) weiter durchgeführt worden. Merczyng bemerkt wieder focale Eigenschaften bei einem Gitter von Rutherfurd[6]) und untersucht sie empirisch genauer.[7]) Endlich geben gleichzeitig Rowland und Cornu die vollständige theoretische Aufklärung, welche oben ausführlich wieder gegeben ist.

Rydberg[8]) fand, als er ein Rowland'sches Concavgitter mit der grössten Sorgfalt justirt hatte, dass die Spectra nicht richtig lagen. Eine genaue Messung der Abweichungen führte ihn zu dem Resultat, dass wahrscheinlich das Gitter beim Theilen nicht so auf die Maschine gelegt war, dass der Krümmungsradius der mittelsten Linie normal zur Ebene steht, in welcher das Gitter weiter geschoben wird. Die Hauptbrenncurve ist dann, wie Cornu oben zeigte, und wie Rydberg empirisch fand, ein Kreis, dessen Durchmesser einen kleinen Winkel mit der Normalen bildet; Rydberg fand diesen Winkel für zwei Gitter gleich 25′ resp. 30′.

432. Dass die Helligkeitsvertheilung in den Spectren verschiedener Ordnungen nicht regelmässig ist, bemerkte schon Fraunhofer an seinen Gittern, und dieselbe Beobachtung, dass ein Spectrum höherer Ordnung heller sein könne, als eine niedrigerer Ordnung, findet sich fast bei jedem, der mit Gittern gearbeitet hat. Aber man dachte wohl allgemein, es sei dann das ganze Spectrum stark oder schwach, nicht nur Theile desselben. Kayser und Runge beobachteten[9]) bei einem Concavgitter von Rowland, dass in allen

1) L. Ditscheiner, Bestimmung der Wellenlängen der Fraunhofer'schen Linien des Sonnenspectrums. Wien. Ber. **50**. II. p. 296—341 (1864).

2) V. S. M. van der Willigen, Second supplément au mémoire sur la détermination des longueurs d'onde du spectre solaire. Arch. du Musée Teyler. **1**. p. 280—340 (1868).

3) A. Cornu, Sur la diffraction, propriétés focales des réseaux. C. R. **80**. p. 645—649 (1875).

4) J. L. Soret, Sur les phénomènes de diffraction produits par les réseaux circulaires. Arch. des sc. phys. et nat. (2) **52**. p. 320—327 (1875), auch Ann. chim. et phys. (5) **7**. p. 409—424 (1876).

5) R. W. Wood, Phil. Mag. (5) **45**. p. 511—522 (1898).

6) H. Merczyng, Sur les anomalies focales des réseaux. C. R. **97**. p. 570—572 (1883).

7) H. Merczyng, J. der russischen phys. chem. Ges. (2) **15**. p. 92—102 (1883)*. Referirt Beibl. **8**. p. 121—122 und Fortschr. d. Phys. 1883. II. p. 138.

8) J. R. Rydberg, On a certain asymmetry in Prof. Rowlands concave gratings. Phil. Mag. (5) **35**. p. 190—199 (1893) und Astron. & Astrophys. **12**. p. 439—448 (1893). Siehe dazu: J. S. Ames, Asymmetry of the concave gratings. Astron. & Astrophys. **12**. p. 562 (1893).

9) H. Kayser und C. Runge, Ueber die Spectren der Elemente. Abhandl. d. Berliner Akad. d. W. 1888.

Ordnungen für $\lambda < 3500$ die Intensität ausserordentlich stark abnahm und für $\lambda < 3000$ practisch Null war. Abney[1]) fand ein Gitter, welches keine längeren Wellen, als $\lambda = 8300$ gab. Die ausgedehntesten Erfahrungen dieser Art machte Paschen[2]), als er mittels Bolometers die Intensitätscurven im Gitterspectrum von glühenden festen Körpern untersuchte. Er benutzte 2 Gitter von Rowland und 2 Gitter von Nobert, aber alle gaben ganz verschiedene Curven, die zeigten, dass Intensitätsmessungen mittels Gitterspectren, wenn man sich nicht auf benachbarte Stellen der Spectren beschränkt, ganz werthlos sind. Die Curven geben viel eher ein Characteristicum für die Beschaffenheit der Gitterfurchen, als für die Intensitätsvertheilung im Spectrum des glühenden Körpers. Reinigen eines Gitters[3]) veränderte die Curve, muss also die Gestalt der Furchen beeinflusst haben. Diesen letzteren Umstand habe ich kürzlich wieder erlebt, indem ein Gitter nach der Reiniguug die Spectren zweiter Ordnung relativ zur ersten viel lichtstärker gab. — Bruère[4]) hat die Spectra zweier Rowland'scher Gitter direct über einander entworfen, die beiden Spalten mit derselben Lichtquelle beleuchtet; auch hier zeigte sich sehr verschiedene Intensitätsvertheilung in den Spectren. Auch Eder und Valenta[5]) berichten über Unregelmässigkeiten der Intensitätsvertheilung.

Dass auch bei Drahtgittern die Intensitätsvertheilung nicht der gewöhnlichen Theorie folgt, zeigen du Bois und Rubens.[6])

433. Auf den dritten der bei Gittern auftretenden Fehler, die Geister, hat zuerst Quincke[7]) aufmerksam gemacht, und für mehrere Gitter Messungen über ihre Lage ausgeführt. Es gelang ihm aber nicht, ihren Ursprung aufzuklären. Er nannte sie secundäre Spectra.

Die erste theoretische Untersuchung stellte Peirce[8]) an, der für ein Gitter von Rutherfurd seine Theorie experimentell prüfte und bestätigt fand. Da seine Rechnungen ausserordentlich umständlich sind, ist oben die Darstellung von Rowland gegeben. Practisch sind die Geister in einem linienarmen Spectrum ohne Schaden, da man sie wegen ihrer symmetrischen

---

1) W. de W. Abney, The solar spectrum from λ 7150 to λ 10000. Phil. Trans. **177**. II. p. 457—469 (1886).

2) F. Paschen, Bolometrische Untersuchungen im Gitterspectrum. Wiedem. Ann. **48**. p. 272—306 (1893).

3) Ich reinige die Gitter von Zeit zu Zeit, wenn die Intensität ihrer Spectra merkbar abgenommen hat, indem ich Ammoniak aufgiesse und denselben in der Richtung der Gitterfurchen mit einem sehr weichen Leinwandlappen abwische. Ich habe Gitter, die durch 6 Wäschen nicht gelitten haben, so viel ich bemerken kann.

4) A. H. Bruère, A comparison of two concave Rowland gratings. Physic. Review. **3**. p. 301—305 (1895).

5) J. M. Eder und E. Valenta, Wien. Denkschr. **63**. p. 189—235 (1896).

6) H. E. J. G. du Bois und H. Rubens, Polarisation ungebeugter ultrarother Strahlung durch Metalldrahtgitter. Wiedem. Ann. **49**. p. 593—632 (1893).

7) G. Quincke, Optische Experimentaluntersuchungen. Ueber Beugungsgitter. Pogg. Ann. **146**. p. 1—65 (1872).

8) C. S. Peirce, On the ghosts in Rutherfurd's diffraction spectra. Americ. J. of Mathem. **2**. p. 330—347 (1879).

Lage sofort erkennt; sehr störend aber werden sie in linienreichen Spectren, weil hier das symmetrische Bild nicht mehr hervortritt, man sie also sehr leicht übersieht, und weil sie durch theilweises Zusammenfallen mit anderen Linien deren Lage und Intensität fälschen können. Es sind recht häufig durch sie Fehler entstanden. Das auffallendste Beispiel hat vielleicht Fievez[1]) geliefert, der eines Tages fand, dass die Magnesiumgruppe, die b im Sonnenspectrum entspricht, nicht aus 3 Linien bestehe, sondern aus sehr vielen, deren Zeichnung er publicirte. Zur Bestätigung dieses Ergebnisses untersuchte er das Sonnenspectrum, und fand alle Magnesiumlinien auch dort, — da er dasselbe Gitter benutzte, also dieselben Geister haben musste. — Auch ich selbst scheine in Messungen über die Spectren des Argon[2]) eine ganze Anzahl Geister als Linien mitgemessen zu haben, trotzdem mir deren Lage bekannt war, und ich viele von ihnen auch als solche erkannt und fortgelassen habe.

Bei den mit Rowland's zweiter Maschine getheilten Gittern, die 20000 Furchen pro inch haben, beträgt die Periode, in der sich der Fehler regelmässig wiederholt, 1000 Furchen, d. h. die Lage der Geister gegen die Hauptlinie ist so, als ob sie die Spectra eines Gitters mit der 1000fachen Gitterconstante wären; ihr Abstand von der Hauptlinie und unter einander beträgt daher $\frac{1}{1000}$ der Wellenlänge der betreffenden Linie.

434. Es mag nicht überflüssig sein, am Schlusse noch mit einigen Worten auf einen Vergleich zwischen den prismatischen und den Gitter-Apparaten einzugehen. Die Punkte, die hier in Betracht kommen, sind 1) die Gesetze der Dispersion, 2) die auflösende Kraft, 3) die Helligkeit.

Für das Prisma können wir für unseren Zweck die Cauchy'sche Dispersionsformel als genügend betrachten, welche zeigt, dass die Dispersion mit abnehmender Wellenlänge wächst, umgekehrt proportional zu deren Quadrat ist. Da die Constanten der Formel von Substanz zu Substanz variiren, sind die durch verschiedene Prismen erzeugten Spectren nicht ähnlich, auch wenn sie gleich lang sind. Sogar ein und dasselbe Prisma erzeugt ganz unähnliche Spectren, wenn man das Licht unter verschiedenen Einfallswinkeln durchgehen lässt. Bei den Beugungsspectren dagegen ist die Ablenkung angenähert proportional der Wellenlänge, die Spectren sind nicht nur alle sich ähnlich, sondern es sind normale Spectra, wodurch jede Messung wesentlich erleichtert wird. Die Gitterspectren sind also in dieser Beziehung sehr überlegen. Andererseits finden sich auch Fälle, wo die Art der Dispersion der Prismen von Vortheil ist. Denken wir uns ein prismatisches Spectrum, welches in der Mitte des sichtbaren Theils die gleiche Dispersion hat, wie ein Beugungsspectrum, so ist

---

1) Ch. Fievez, Recherches sur le spectre de magnésium en rapport avec la constitution du soleil. Bull. de Belg. (2) **50**. p. 91—98 (1880), auch Ann. chim. et phys. (5) **23**. p. 366—372 (1881).

2) H. Kayser, Ueber die Spectren des Argon. Berl. Ber. 1896. p. 551—564. Auf die Geister unter den Linien macht Rydberg aufmerksam: On the constitution of the red spectrum of Argon, Astroph. J. **6**. p. 338—348 (1897).

das prismatische im Blau und Violett relativ gedehnt, im Roth und Ultraroth zusammengedrängt. Da aber gerade die letzteren Theile lichtschwächer sind, auf photographische Platten schlecht wirken, auch die Instrumente zur Messung der Wärmewirkung relativ unempfindlich sind, kann die Beobachtung im prismatischen Spectrum noch möglich werden, wo sie im Gitterspectrum unmöglich ist.

In Bezug auf die auflösende Kraft gewinnen andererseits die prismatischen Spectren, je mehr wir zu kürzeren Wellenlängen übergehen. Für das prismatische Spectrum muss zur Trennung zweier Linien, deren Wellenlängen λ und $\lambda + d\lambda$, deren Brechungsexponenten μ und $\mu + d\mu$ sind, die Dicke der Prismenbasis mindestens sein: $t = \frac{\lambda}{d\mu}$, während für das Gitter die Gleichung gilt: $\frac{\lambda}{d\lambda} = mn$, wo m die Ordnung des Spectrums, n die Zahl der Furchen bedeutet. Die grössten Rowland'schen Gitter haben 110000 Furchen, im ganzen Spectrum erster Ordnung können sie also Linien trennen, deren Wellenlängendifferenz $\frac{1}{110000}$ beträgt. Für einen Prismenapparat, dessen Glas aus dem von Rayleigh oft benutzten extra dense flint ($\mu = 1{,}65$ für D) besteht, müsste die Dicke der Prismenbasen etwa 126 cm betragen, um das Gleiche zu leisten, — falls ein solcher Apparat überhaupt noch Licht durchliesse.

Da aber nach der Cauchy'schen Formel $d\mu$ proportional $\frac{d\lambda}{\lambda^3}$, so können wir für Prismen schreiben: $\frac{\lambda}{d\lambda}$ proportional $\frac{t}{\lambda^3}$, d. h. die auflösende Kraft ist umgekehrt proportional der dritten Potenz der Wellenlänge. Um dasselbe zu leisten, wie die grössten Rowland'schen Gitter, ist bei der Wellenlänge 2000 nur noch eine Dicke der Prismenbasen von 4 cm nöthig, bei 1000 nur 0,6 cm. Für diese sehr kurzen, Schumann'schen, Wellenlängen, kann man also leicht Prismenapparate verwenden, die den besten Gittern weit überlegen sind.

Was endlich die Helligkeit betrifft, so sind darüber schon mehrfach Bemerkungen gemacht worden. Es ist kein Zweifel, dass, wenn man sich mit kleiner Dispersion und auflösender Kraft begnügt, also mit 1 oder 2 Prismen, die Prismen überlegen sind, wenn auch meiner Meinung nach der Lichtverlust durch Reflexion und Absorption an und in den Prismen und Linsen meist unterschätzt wird. Wir werden diese Grössen noch bei der Theorie der Apparate zu besprechen haben. Wenn man aber Spectra braucht, wie sie durch Rowland'sche Gitter mit 60000 bis 100000 Furchen gegeben werden, so ist es durchaus nicht sicher, welche Apparate lichtstärker sind, es hängt das ganz von der Natur des Gitters ab. Rowland theilt mit, dass er ein Gitter besitze welches etwa die Hälfte des gesammten einfallenden Lichtes in dem einen Spectrum erster Ordnung vereinigt. Dies Spectrum wäre wohl mindestens 3 Mal so lichtstark als ein entsprechendes prismatisches Spectrum. Sehr viele Rowland-

sche Gitter aber enthalten in einem Spectrum 10% des gesammten Lichtes, und auch das ist eine Zahl, die in Anbetracht der grossen auflösenden Kraft wohl von wenig mit Prismen versehenen Apparaten erreicht wird[1]. Ich habe dabei Concavgitter im Auge, bei denen der Lichtverlust durch die Objective ganz fortfällt. Dass diese Vortheile namentlich bei den kürzeren Wellenlängen, wo Glaslinsen und -Prismen schon undurchlässig werden, sich geltend machen, bedarf keines weiteren Wortes.

Diese Betrachtungen lassen sich nach meiner Ansicht dahin zusammenfassen, dass, wenn es sich um kleine auflösende Kraft und nicht um Messungen handelt, Prismenapparate vorzuziehen sein werden, in allen übrigen Fällen aber Gitter.

DRITTER ABSCHNITT.

Concavgitter.

435. Wir wenden uns nunmehr zu den Concavgittern. Als Rowland[2] im Jahre 1882 mittheilte, dass es ihm gelungen sei, eine wesentlich vollkommnere Schraube für eine Theilmaschine herzustellen, als sie bis dahin existirt hatte, und dass er damit Gitter getheilt habe, verband er damit die kurze Bemerkung, er habe auch die Gittertheilung auf einer concaven spiegelnden Fläche angebracht. Solche Gitter zeigten die Spectren scharf auf einem Kreise und die Spectra seien normale, wenn man in der Nähe des Krümmungsmittelpunktes der Gitter beobachte.

Diese Bemerkung liess es unklar, welcher Art die gekrümmte Fläche und die Theilung sei, und es scheint ziemlich allgemein angenommen worden zu sein, die Fläche sei eine Cylinderfläche, wenigstens wurde von verschiedenen Seiten die Theorie solcher Gitter entwickelt. So berechnet Baily[3] die Curve, auf welcher die Spectra scharf sind, welche durch ein cylindrisches Gitter entworfen werden. Sokoloff[4] berechnet den Fall eines cylindrischen und eines sphärisch gekrümmten Gitters, Mascart[5] den des sphärisch gekrümmten. Glazebrook[6] nimmt wieder ein cylindrisch gekrümmtes Gitter an, ausserdem aber glaubt er, die Theilung sei so beschaffen, dass die Furchen auf der Cylinderfläche gleichen Abstand hätten. Die Theorie zeigt unter diesen Annahmen, dass die Breite, welche Rowland für sein Gitter angegeben hatte, viel zu gross

---

1) E. C. Pickering (Proc. Amer. Acad. **11**. p 273—278 (1875)) kommt zu anderen Schlüssen, aber nur, weil er bei den Gittern nicht die wirklich vorkommenden Intensitäten zu Grunde legt.

2) H. A. Rowland, Preliminary notice of the results accomplished in the manufacture and theory of gratings for optical purposes. Johns Hopkins Univ. Circ. 1882. Nr. 16. p. 248—249; auch Phil. Mag. (5) **13**. p. 469—474 (1882).

3) W. Baily, On the spectra formed by curved diffraction-gratings. Phil. Mag. (5) **15**. p. 183—187 (1883).

4) A. Sokoloff, Zur Theorie des gekrümmten Diffractionsgitters. J. der russ. chem.-phys. Ges. **15**. p. 293—305*. Fortschr. d. Phys. 1883 II. p. 139—140.

5) E. Mascart, Sur les réseaux métalliques de M. H. A. Rowland. J. de Phys. (2) **2**. p. 5—11 (1883).

6) R. T. Glazebrook, On curved diffraction-gratings. Phil. Mag. (5) **15**. p. 414—423 (1883).

sei; die Strahlen von den Rändern kommen mit erheblicher Phasendifferenz an die Stellen, wo die mittleren Strahlen die Bilder entwerfen, und schwächen letztere. Er meint daher, solche gekrümmte Gitter seien überhaupt unzweckmässig, Plangitter weit vorzuziehen, da sie wegen der viel grösseren zulässigen Breite grösseres Auflösungsvermögen haben könnten. In einer Erwiderung an Glazebrook macht Rowland[1]) auf die falschen Voraussetzungen aufmerksam, seine Gitter seien sphärisch gekrümmt, und die gleiche Theilung finde auf der Sehne statt, nicht auf dem Bogen. Zugleich veröffentlicht Rowland[2]) die Theorie seiner Gitter und seiner Aufstellung. Glazebrook[3]) giebt zu, dass die Theilung auf der Sehne die Verhältnisse wesentlich ändert, indem dadurch die Glieder, welche die Aberration darstellen, von höherer Ordnung klein werden, und giebt auch eine Ableitung der Formeln. Später hat Ames[4]) eine genaue Beschreibung der Rowland'schen Gitteraufstellung veröffentlicht und die Folgen der Fehler in der Aufstellung discutirt. Dann hat C. Runge eine Theorie ausgearbeitet, von der ich[5]) einen Auszug publicirt habe. Dann hat noch einmal Baily[6]) die Curven untersucht, auf denen die Spectra liegen, wenn paralleles Licht auf das Gitter fällt; Sirks[7]) hat die Gittertheorie vervollständigt, indem er zeigt, dass es auch beim Concavgitter möglich ist, ein Vergleichsprisma zu verwenden; endlich giebt Mitchell[8]) eine sehr kurze Ableitung der Curve in der Art, wie Cornu es gethan hat, und eine Berechnung der Länge der astigmatischen Bilder.

436. Bevor ich an die Entwickelung der Theorie gehe, wird es sich empfehlen, mit wenigen Worten die von Rowland gewählte Aufstellung des Gitters zu besprechen, da wir sie bei der Theorie zu Grunde legen werden. Die Concavgitter vereinigen bekanntlich die Fähigkeit von Hohlspiegeln, reelle Bilder zu entwerfen, mit der Eigenschaft der Gitter, Spectren zu erzeugen. Man braucht deshalb bei ihnen keine Linsen, und darin liegt ihr enormer Vorzug vor den Plangittern[9]). Die Theorie ergiebt, dass wenn man

---

1) H. A. Rowland, On Mr. Glazebrooks paper on the aberration of concave gratings. Americ. J. (3) **26**. p. 214 (1883), auch Phil. Mag. (5) **16**. p. 210 (1883).

2) H. A. Rowland, On concave gratings for optical purposes. Americ. J. (3) **26**. p. 87—98 (1883), auch Phil. Mag. (5) **16**. p. 197—210 (1883).

3) R. T. Glazebrook, On curved diffraction gratings. II. Phil. Mag. (5) **16**. p. 377—381 (1883).

4) J. S. Ames, The concave gratings in theory and practice. Johns Hopkins Univ. Circ. 1889. **8**. Nr. 73, auch Phil. Mag. (5) **27**. p. 369—384 (1889) und Astron. & Astroph. **11**. p. 28—42 (1892).

5) H. Kayser in Winkelmann, Handbuch der Physik, Breslau bei Trewendt 1894. Bd. 2. p. 407—413.

6) W. Baily, On a theorem relating to curved diffraction gratings. Phil. Mag. (5) **22**. p. 47—49 (1886).

7) J. L. Sirks, On the astigmatism of Rowland's concave gratings. Astron. & Astroph. **13**. p. 763—768 (1894).

8) S. A. Mitchell, Notes on the concave grating. Johns Hopkins Univ. Circ. 1898. Nr. 135. p. 56—58.

9) Es ist also ein arger Fehler, wenn Scheiner in seiner Spectralanalyse der Gestirne p. 61 angiebt, die Concavgitter erforderten ein Collimatorrohr.

an zwei beliebigen Punkten eines Kreises, dessen Durchmesser gleich dem Krümmungsradius des Concavgitters ist, das Gitter und die Lichtquelle, den Spalt, aufstellt, auf dem ganzen Kreise die Spectra verschiedener Ordnungen scharf entworfen werden. An der dem Gitter diametral gegenüber stehenden Stelle des Kreises ist der dort entworfene Spectralbezirk ein normales Spectrum. Wenn wir also an dieser Stelle eine photographische Platte, oder zur Ocularbeobachtung eine Lupe anbringen und bewegen den Spalt auf dem Kreise, so werden durch das Gesichtsfeld die Spectra der verschiedenen Ordnungen hindurch wandern, aber immer normale Spectra sichtbar sein. Da die Bewegung des Spaltes und der ihn beleuchtenden Lichtquelle unbequem oder unmöglich ist, z. B. wenn man Sonnenlicht benutzt, so hält Rowland die Lage des Spaltes fest und bewegt das Gitter und die fest mit ihm verbundene Platte auf dem Kreise. Es werden dazu zwei Schienen aufgestellt, die einen rechten Winkel mit einander bilden (Fig 127) AC und AB. Auf ihnen rollen zwei kleine Wagen, welche Zapfen tragen, die durch einen Balken GP fest verbunden sind, dessen Länge gleich dem Durchmesser des Kreises, d. h. gleich dem Krümmungsradius des Gitters ist. An seinem einen Ende steht das Gitter G, am anderen die photographische Platte P. In A befindet sich der Spalt. Welche Stellung man nun auch dem Balken GP geben möge, immer befinden sich die drei Punkte A, G und P auf einem Kreise vom verlangten Radius, und immer steht die Platte diametral gegenüber dem Gitter, empfängt also normale Spectra.

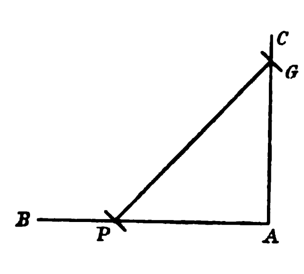


Fig. 127.

Genauere Details über die Aufstellung der Concavgitter sollen weiterhin (§ 445) folgen.

437. Die verschiedenen für das Concavgitter entwickelten Theorien stimmen im Grossen und Ganzen in der Methode überein, und selbstverständlich in den Resultaten, so weit sie dieselben Punkte behandeln. Es wird sich daher empfehlen, die Darstellung zu geben, welche am tiefsten in die Erscheinungen eindringt. Mir scheint das die von Prof. C. Runge gegebene zu sein, von der ich im Handbuch der Physik seinerzeit einen Auszug veröffentlicht habe, und die ich nun hier mit Erlaubniss des Verfassers in extenso gebe. Sie ist im Jahre 1888 geschrieben.

Die Lichtstrahlen, welche von einem Punkte A ausgehen, sollen auf eine beliebige Fläche im Raume fallen. Es soll untersucht werden, was für eine Lichtbewegung durch die an der Oberfläche reflectirten Strahlen in einem Punkte A′ hervorgerufen wird. Bezeichne P einen beliebigen Punkt der Fläche, so wird die Lichtbewegung in A′ offenbar am stärksten sein, wenn AP + PA′ für alle Punkte P der Oberfläche die gleiche Länge hat, d. h. wenn die reflectirende Fläche ein Stück eines Rotationsellipsoides ist, dessen Brennpunkte in A und A′ liegen. Denn es würden dann alle Lichtwellen,

welche von A ausgehend die Fläche treffen und von derselben nach A' laufen, in A' mit gleicher Phase eintreffen und sich mithin verstärken. Wenn dagegen die reflectirende Fläche nicht Theil eines solchen Ellipsoides ist, so werden die verschiedenen reflectirten Wellen nicht alle mit gleicher Phase in A' eintreffen. Betrachten wir nur Licht von einer bestimmten Wellenlänge λ, und denken wir uns alle Rotationsellipsoide construirt, für welche $AP + PA'$ ein Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$ ist: angenommen nun, das reflectirende Flächenstück durchsetze die Schar von Ellipsoiden, so zerfällt es in eine im Allgemeinen sehr grosse Anzahl schmaler Zonen, welche zwischen je zwei auf einander folgenden Ellipsoiden liegen. Wir wollen annehmen, dass die Krümmungsradien des Flächenstücks gross seien im Verhältniss zu λ, und dass ebenso die Entfernung desselben von A und A' gross im Verhältniss zu λ sei. Dann haben zwei benachbarte Zonen, wenn sie nicht am Rande des Flächenstücks liegen, nahezu dieselbe Ausdehnung, und verursachen in A' Lichtbewegungen, die an Intensität nahezu gleich, aber in der Phase entgegengesetzt sind. Die von zwei benachbarten Zonen herrührenden Lichtbewegungen heben sich also auf. Die am Rande liegenden Zonen, von denen zwei benachbarte sehr verschiedene Ausdehnung haben können, kommen nicht in Betracht, wenn das reflectirende Flächenstück nicht zu klein angenommen wird.

Denkt man sich nun aber auf der reflectirenden Fläche auf dem von zwei benachbarten Zonen gebildeten Gebiete zwischen zwei Ellipsoiden, für welche $AP + PA'$ gleich einem Vielfachen von λ ist, eine Furche gezogen, welche in den beiden Zonen nicht gleichmässig verläuft, so werden die von den beiden Zonen herrührenden Lichtbewegungen in A' nicht mehr einander gleich und in Phase entgegengesetzt sein, und sie werden sich daher nicht mehr aufheben. Ist nun jedes Zonenpaar in der gleichen Weise durchfurcht, so ruft jede solche Doppelzone eine Lichtbewegung von derselben Phase in A' hervor, und alle diese Lichtbewegungen werden sich verstärken und zu einer namhaften Intensität in A' Veranlassung geben.

Man kann also auf jeder beliebigen Fläche Furchen so anordnen, dass Licht von einer gegebenen Wellenlänge, welches von einem gegebenen Punkte A ausgeht, in einem gegebenen Punkt A' namhafte Lichtbewegung hervorruft.[1])

Es lässt sich leicht einsehen, dass auch solche Strahlen, deren Wellenlänge $\frac{\lambda}{2}, \frac{\lambda}{3}, \frac{\lambda}{4}$ u. s. w. ist, wenn sie von A ausgehen, bei Anwendung derselben gefurchten Fläche in A' eine Lichtbewegung hervorrufen. Für die Wellenlänge $\frac{\lambda}{2}$ würde jede der früheren Zonen in zwei zerfallen, und jede

---

1) Dieselben Ueberlegungen haben Rowland zur Construction des Concavgitters veranlasst; siehe H. A. Rowland, On concave gratings for optical purposes. Americ. J. (3) **26**. p. 87—98 (1883), auch Phil. Mag. (5) **16**. p. 197—210 (1883).

Furche würde ein Gebiet, welchem vier auf einander folgende Zonen angehören, durchziehen. Während die an den vier Zonen reflectirten Wellen sich in A' ohne die Furche aufheben, so wird durch die Furche, abgesehen von besonderen Configurationen derselben, wieder eine Lichtbewegung hervorgerufen. Von den nächsten vier Zonen und der in ihnen liegenden Furche entsteht eine Lichtbewegung von gleicher Phase, die die erste verstärkt u. s. w. Das gleiche Argument gilt für Strahlen von der Wellenlänge $\frac{\lambda}{3}$, $\frac{\lambda}{4}$ u. s. w, nur dass dann je 6, 8 u. s. w. Zonen in das Gebiet einer Furche fallen.

Um einzusehen, dass Strahlen aller anderen Wellenlängen in A' keine nennenswerthe Lichtbewegung hervorrufen, ist zu beachten, dass die Lichtwellen, welche von irgend zwei benachbarten Doppelzonen reflectirt werden, nahezu die gleiche Intensität haben und mit derselben Phasendifferenz in A' eintreffen. Denken wir uns die Schwingung in A', welche von einer Doppelzone allein herrühren würde, durch $a \sin\left(\frac{t}{T}\, 2\pi\right)$ dargestellt, so ist die der benachbarten Doppelzone entsprechende $a \sin\left(\frac{t}{T} + \delta\right) 2\pi$, und die der folgenden $a \sin\left(\frac{t}{T} + 2\,\delta\right) 2\pi$ u. s. w. Dabei ist $\delta = \frac{\lambda'}{\lambda}$, wenn λ' die Wellenlänge der Lichtstrahlen bedeutet und λ die Wellenlänge ist, für welche die Ellipsoide construirt sind. Die von n auf einander folgenden Doppelzonen resultirende Lichtbewegung wäre also:

$$a\left[\sin\frac{t}{T}\, 2\pi + \sin\left(\frac{t}{T} + \delta\right) 2\pi + \ldots \sin\left[\frac{t}{T} + (n-1)\delta\right] 2\pi\right].$$

Das ist die imaginäre Coordinate von:

$$a\, e^{\frac{t}{T} 2\pi i}\left[1 + e^{2\delta\pi i} + e^{4\delta\pi i} + \ldots + e^{2(n-1)\delta\pi i}\right] = a\, e^{\frac{t}{T} 2\pi i}\, \frac{e^{2n\delta\pi i} - 1}{e^{2\delta\pi i} - 1}.$$

Nun ist

$$\frac{e^{2n\delta\pi i} - 1}{e^{2\delta\pi i} - 1} = \frac{e^{n\delta\pi i}}{e^{\delta\pi i}} \cdot \frac{e^{n\delta\pi i} - e^{-n\delta\pi i}}{e^{\delta\pi i} - e^{-\delta\pi i}} = e^{(n-1)\delta\pi i}\, \frac{\sin n\delta\pi}{\sin \delta\pi}.$$

Die resultirende Lichtbewegung wird also gleich der imaginären Coordinate von:

$$a\, e^{\left(2\frac{t}{T} + (n-1)\delta\right)\pi i}\, \frac{\sin n\delta\pi}{\sin \delta\pi}, \text{ d. h. gleich}$$

$$a\, \frac{\sin n\delta\pi}{\sin \delta\pi} \sin\left(\frac{t\, 2\pi}{T} + (n-1)\delta\pi\right).$$

Die Amplitude der Lichtbewegung ist mithin gleich

$$\pm\, a\, \frac{\sin n\delta\pi}{\sin \delta\pi}.$$

Das ist aber der schon in den früheren theoretischen Betrachtungen (s. § 424) besprochene Ausdruck, der gleich n wird für alle ganzzahligen Werthe von δ. Sobald aber δ nicht gleich einer ganzen Zahl ist, ist die Amplitude sicher kleiner

als $\pm \frac{a}{\sin \delta \pi}$, da $\sin n \delta \pi$ dem absoluten Betrage nach nicht grösser als 1 ist. Der absolute Werth von $\frac{a}{\sin \delta \pi}$ ist nun nur ein kleiner Bruchtheil von $a n$, sobald n einen sehr grossen Werth hat, ausser wenn δ einer ganzer Zahl sehr nahe kommt. Ist δ gleich einer ganzen Zahl $+ \frac{r}{n}$, wo r klein ist gegen n, so ist $\sin \delta \pi$ nahezu gleich $\pm \frac{r \pi}{n}$ und mithin das Verhältniss von $\frac{a}{\sin \delta \pi}$ zu $a n$ nahezu gleich $\pm \frac{1}{r \pi}$. Den ganzzahligen Werthen von δ entsprechen die Fälle, welche wir oben betrachtet haben: $\lambda' = \lambda, \frac{\lambda}{2}, \frac{\lambda}{3}$ u. s. w. Entfernt sich λ' von einem dieser Werthe, so nimmt also die Lichtbewegung in A' sehr schnell ab, und hat z. B. schon für $\frac{\lambda}{\lambda'} = 1 + \frac{5}{2 n}$ eine Amplitude, welche sich zu derjenigen für $\lambda' = \lambda$ ungefähr verhält wie 2 zu 5π.

438. Wir wollen nun betrachten, wie ein Stück einer Kugelfläche gefurcht sein muss, um in gegebener Lage zu A und A′ für eine gegebene Wellenlänge die gewünschte Wirkung zu erzielen.

Die Kugel möge die yz-Ebene im Coordinatenanfangspunkte berühren, so dass, wenn ϱ ihr Radius ist, die Gleichung derselben lautet:

$$x^2 + y^2 + z^2 - 2 \varrho x = 0 .$$

Die Punkte A und A′ sollen zunächst beide in der xy-Ebene angenommen werden, mit den Coordinaten a, b und a', b'. Das Stück der Kugelfläche, welches wir betrachten, liege um den Coordinatenanfangspunkt herum. Dann ist

$$\overline{AP}^2 = (x - a)^2 + (y - b)^2 + z^2 = r^2 - 2 a x - 2 b y + x^2 + y^2 + z^2,$$

wo r^2 statt $a^2 + b^2$ geschrieben ist. Nach der Gleichung der Kugelfläche ist x von zweiter Ordnung gegen y und z. Denkt man sich also y und z sehr klein und vernachlässigt die Glieder zweiter Ordnung, so folgt:

$$AP = r - \frac{b}{r} y \text{ und ebenso } PA' = r' - \frac{b'}{r'} y .$$

Die Doppelzonen werden von den Flächen begrenzt, für welche $AP + PA'$ ein Vielfaches der Wellenlänge ist. Mit Vernachlässigung der Glieder zweiter Ordnung hätte man für dieselben:

$$r + r' - \left(\frac{b}{r} + \frac{b'}{r'}\right) y = n \lambda .$$

Ist $\pm e$ die Zu- oder Abnahme von y von der n-ten Furche zur $(n + 1)$-ten, so muss also $\left(\frac{b}{r} + \frac{b'}{r}\right) e = \pm \lambda$ sein, d. h. die Furchen liegen in äquidistanten, der xz-Ebene parallelen Ebenen. Der Abstand zweier auf einander folgender Ebenen ist:

$$\pm \lambda \left(\frac{b}{r} + \frac{b'}{r'}\right)^{-1}$$

Wegen der Vernachlässigung der Glieder zweiter Ordnung dürfte man nun

y und z nur sehr klein annehmen, wenn diese Furchen die gewünschte Wirkung hervorbringen sollen. Die Glieder zweiter Ordnung geben uns bis auf Grössen dritter Ordnung an, wie weit auf den gefundenen Begrenzungen der Doppelzonen $AP + PA'$ von seinem eigentlichen Betrage $n\lambda$ abweicht.

Ersetzt man in dem Ausdruck für AP^2 das Glied $-2ax$ durch $-\frac{a}{\varrho}(x^2 + y^2 + z^2)$, so ist

$$\overline{A}P^2 = r^2 - 2by + \left(1 - \frac{a}{\varrho}\right)y^2 + \left(1 - \frac{a}{\varrho}\right)z^2 + \left(1 - \frac{a}{\varrho}\right)x^2.$$

Mit Vernachlässigung der Glieder dritter Dimension hat man daher

$$AP = r - \frac{b}{r}y + \frac{1}{2r}\left(1 - \frac{a}{\varrho}\right)y^2 + \frac{1}{2r}\left(1 - \frac{a}{\varrho}\right)z^2 - \frac{1}{2r^3}b^2y^2$$
$$= r - \frac{b}{r}y + \frac{a}{2r}\left(\frac{a}{r^2} - \frac{1}{\varrho}\right)y^2 + \frac{1}{2r}\left(1 - \frac{a}{\varrho}\right)z^2.$$

Bis auf Glieder dritter Ordnung würde also auf den gefundenen Begrenzungen $AP + PA'$ von dem Betrage, den es haben soll, abweichen um:

$$\frac{a}{2r}\left(\frac{a}{r^2} - \frac{1}{\varrho}\right)y^2 + \frac{1}{2r}\left(1 - \frac{a}{\varrho}\right)z^2 + \frac{a'}{2r'}\left(\frac{a'}{r'^2} - \frac{1}{\varrho}\right)y^2 + \frac{1}{2r}\left(1 - \frac{a'}{\varrho}\right)z^2.$$

So lange diese Abweichung kleiner ist als $\frac{\lambda}{4}$, wird die Lichtbewegung wenigstens nicht geschwächt, wenn sie auch durch jede hinzukommende Zone nicht um den vollen Betrag verstärkt wird, den dieselbe bei vollkommen richtiger Begrenzung beisteuern würde. Für besondere Lagen der Punkte A und A' verschwinden nun diese Glieder, und dann ist also der Fehler der gefundenen Zonen viel geringer. Denken wir uns die reflectirende Fläche so begrenzt, dass die Glieder, welche z enthalten, gegen die übrigen nicht in Betracht kommen, so werden die Glieder, welche in y von zweiter Ordnung sind, verschwinden für:

$$\left[\frac{a}{2r}\left(\frac{a}{r^2} - \frac{1}{\varrho}\right) + \frac{a'}{2r'}\left(\frac{a'}{r'^2} - \frac{1}{\varrho}\right)\right] = 0.$$

Man kann diese Gleichung z. B. erfüllen, wenn man die Coordinaten von A und A' den Bedingungen gehorchen lässt:

$$r^2 = a\varrho \quad \text{und} \quad r'^2 = a'\varrho.$$

Diese Bedingungen bedeuten, dass A und A' einem Kreise mit dem Radius $\frac{\varrho}{2}$ angehören, dessen Mittelpunkt auf der x-Axe im Abstand $\frac{\varrho}{2}$ vom Coordinatenanfangspunkt liegt. Das ist aber, wie oben bemerkt, die Lage der Punkte A und A', welche R o w l a n d für die Benutzung seines Concavgitters vorschreibt. Bei den gegebenen Abständen e der Furchen werden daher die Strahlen verschiedener Wellenlänge, welche von Spalt A ausgehen, an verschiedenen Punkten des Kreises Lichtbewegungen hervorrufen. Die Lage von A' ist bestimmt durch die Gleichung

$$\left(\frac{b}{r} + \frac{b'}{r'}\right)e = \pm\lambda$$

oder, wenn man Polarcoordinaten einführt:

$$(\sin \varphi + \sin \varphi') \, e = \pm \lambda .$$

Wir haben oben gesehen, dass an Stelle von λ auch ein Vielfaches der Wellenlänge treten kann. Die möglichen Lagen von A′ sind demnach durch die Gleichung gegeben:

$$\left(\frac{b}{r} + \frac{b'}{r'}\right) e = m \lambda,$$

wo m eine ganze positive oder negative Zahl ist. Auch der Werth $m = 0$ ist nicht ausgeschlossen; er liefert diejenige Lage von A′, in welcher auch ohne die Furchen durch die glatte Kugelfläche allein die von A ausgehenden Strahlen eine Lichtbewegung hervorrufen, weil $AP + PA'$ für alle Werthe von y bis auf Grössen, welche wenigstens von dritter Ordnung sind, ungeändert bleibt.

Die $m = 0$ entsprechende Lage von A′ heisst das directe Bild von A. Für $m = \pm 1$ erhält man die beiden Bilder erster Ordnung; sie liegen auf verschiedenen Seiten des directen Bildes und zwar, wie die Gleichung lehrt, im Allgemeinen nicht in gleichen Abständen von demselben. Für $m = \pm 2$, ± 3 u. s. w. erhält man die höheren Ordnungen.

Die Zahl der Ordnungen ist nicht unbegrenzt, sondern hängt für eine gegebene Wellenlänge von der Gitterconstanten e ab. Denn da

$$e \sin \varphi' = m \lambda - e \sin \varphi$$

und $\sin \varphi'$ zwischen -1 und $+1$ liegt, so muss $m\lambda - e \sin \varphi$ zwischen $-e$ und $+e$ liegen. Die absolut grössten Werthe von m, welche noch vorkommen können, sind demnach die absolut grössten ganzen positiven oder negativen Zahlen, welche in $\frac{e \sin \varphi + e}{\lambda}$ und in $\frac{e \sin \varphi - e}{\lambda}$ enthalten sind.

Rowland beobachtet die Bilder des Spaltes A nur so, dass sie in der Nähe des Mittelpunktes der Kugelfläche liegen, also an dem Ende des Querbalkens, welches dem Gitter gegenüber liegt. Die Gründe dafür sollen weiter unten entwickelt werden. Damit ein Bild von A an diese Stelle falle, wird der Querbalken passend verschoben. Nach der Formel ist für $b' = 0$:

$$\frac{b\,e}{r} = m \lambda \text{ oder } \sin \varphi \, e = m \lambda .$$

Daraus ist für gegebenes λ und eine vorgeschriebene Ordnung des Bildes A′ die Lage des Querbalkens bestimmt. Die Entfernung AA′ ist für $b' = 0$ gleich $\varrho \sin \varphi$ oder $\varrho \frac{m \lambda}{e}$, d. h. AA′ ist für gegebenes m der Wellenlänge proportional. Man kann daher auf der Schiene, auf der sich das Ende A′ des Querbalkens bewegt, einen Maassstab anbringen, auf dem sich die beobachtete Wellenlänge für jede Stellung des Balkens angenähert ablesen lässt.

Die Rowland'sche Aufstellung hat ausser anderen Vortheilen, von denen weiterhin noch die Rede sein wird, noch den, dass in der Entwicklung von $AP + PA'$ für $z = 0$ ausser den Gliedern zweiter Dimension auch diejenigen dritter Dimension verschwinden. Da nämlich für $z = 0$:

$$\overline{AP}^2 = r^2 - 2by + \left(1 - \frac{a}{\varrho}\right) y^2 + \left(1 - \frac{a}{\varrho}\right) x^2,$$

so wird für $r^2 = a\varrho$, oder was dasselbe ist, für $a^2 + b^2 = a\varrho$:

$$\varrho a\left(1 - \frac{a}{\varrho}\right) = b^2 \text{ oder } 1 - \frac{a}{\varrho} = \frac{b^2}{r^2}, \text{ daher}$$

$$\overline{AP}^2 = r^2 - 2by + \frac{b^2}{r^2}y^2 + \frac{b^2}{r^2}x^2 = \left(r - \frac{b}{r}y\right)^2 + \frac{b^2}{r^2}x^2,$$

Da x^2 gegen y von vierter Ordnung ist, wird bis auf Glieder fünfter Ordnung

$$AP = r - \frac{b}{r}y + \frac{1}{2}\frac{b^2}{r^3}x^2.$$

Ebenso folgt $\overline{A'P} = r' - \frac{b'}{r'}y + \frac{1}{2}\frac{b^2}{r'^3}x^2$ bis auf Glieder fünfter Ordnung, und mit derselben Annäherung daher

$$AP + PA' = r + r' - \left(\frac{b}{r} + \frac{b'}{r'}\right)y + \frac{1}{2}\left(\frac{b^2}{r^3} + \frac{b'^2}{r'^3}\right)x^2.$$

Die Zonen, welche durch $r + r' - \left(\frac{b}{r} + \frac{b'}{r'}\right)y = n\lambda$ begrenzt werden, können mithin als richtig angesehen werden, so lange der Werth von $\frac{1}{2}\left(\frac{b^2}{r^3} + \frac{b'^2}{r'^3}\right)x^2$ den vierten Theil einer Wellenlänge nicht überschreitet.

Da $\left(\frac{b}{r} + \frac{b'}{r'}\right)e = m\lambda$, so muss also

$$\frac{1}{2}\left(\frac{b^2}{r^3} + \frac{b'^2}{r'^3}\right)x^2 < \frac{1}{4}\frac{1}{m}\left(\frac{b}{r} + \frac{b'}{r'}\right)e$$

sein. Das giebt z. B. für $b' = 0$

$$x^2 < \frac{1}{2\,m}\frac{r^2}{b}e \quad \text{oder} \quad x^2 < \frac{1}{2\,m}e\,\varrho\cot\varphi.$$

Da für kleine Werthe von x nahezu $2\varrho x = y^2$, so können wir sagen, der grösste Werth von y, d. h. die halbe Breite des Gitters darf nicht grösser sein als

$$\sqrt[4]{\frac{2\,e\,\varrho^3\cot\varphi}{m}} = \varrho\sqrt[4]{\frac{2\,e\cot\varphi}{\varrho\,m}},$$

wenn nicht der Fall eintreten soll, dass einige Furchen die Lichtbewegung in A' wieder schwächen[1]), oder man kann auch sagen, dass aus dieser Gleichung für eine gegebene Breite des Gitters der äusserste Werth von φ zu bestimmen ist, bis zu dem man gehen kann.

439. Bisher ist die Lichtbewegung nur in der xy-Ebene betrachtet worden, was die übrigen veröffentlichten Theorieen, ausser der von Runge, fast ausschliesslich thun. Wir wollen aber nunmehr untersuchen, wie sich die Wellen verhalten, welche an den anderen Theilen des Gitters reflectirt werden. Wir nehmen A und A' in der xy-Ebene auf dem Kreise vom Radius $\frac{\varrho}{2}$ an,

---

1) Danach berechnet sich z. B. für die Rowland'schen grössten Gitter mit 20000 Furchen pro inch, $\varrho = 650$ cm., die erlaubte Breite: bei $\varphi = 25^0$, d. h. $\lambda = 5366$ in erster Ordnung: 39 cm; für $\varphi = 50^0$, d. h. $\lambda = 4864$ in zweiter Ordnung: 26 cm; für $\varphi = 85^0$, d. h. $\lambda = 4160$ in dritter Ordnung: 13,4 cm. Die Gitter sind entsprechend etwa 13,8 cm breit.

welcher durch die Mitte des Gitters und den Mittelpunkt der Kugelfläche geht. Nach dem Früheren hat man alsdann bis auf Glieder, welche in y und z von dritter Ordnung sind:

$$AP + PA' = r + r' - \left(\frac{b}{r} + \frac{b'}{r'}\right) y + \left(\frac{\varrho - a}{2 r \varrho} + \frac{\varrho - a'}{2 r' \varrho}\right) z^2.$$

Auf dem Gitter möge ein Streifen abgegrenzt werden, innerhalb dessen

$$\left(\frac{\varrho - a}{2 r \varrho} + \frac{\varrho - a'}{2 r' \varrho}\right) z^2 < \frac{\lambda}{4}.$$

An beiden Seiten dieses Gebietes sollen Streifen abgegrenzt werden, für welche $\left(\frac{\varrho - a}{2 r \varrho} + \frac{\varrho - a'}{2 r' \varrho}\right) z^2$ zwischen $\frac{\lambda}{4}$ und $3\frac{\lambda}{4}$, ausserhalb dieser wieder solche, für welche $\left(\frac{\varrho - a}{2 r \varrho} + \frac{\varrho - a'}{2 r' \varrho}\right) z^2$ zwischen $\frac{3\lambda}{4}$ und $\frac{5\lambda}{4}$ liegt u. s. w. Die von zwei benachbarten Streifen in A' hervorgerufenen Lichtbewegungen werden sich gegenseitig schwächen, weil ihre mittleren Phasen entgegengesetzt sind. Aber die Streifen werden mit wachsendem z schmaler und schmaler; denn z wächst von Grenze zu Grenze proportional den Quadratwurzeln aus den ungraden Zahlen, und daher ist die Breite der Streifen der Differenz der Quadratwurzeln aus den ungraden Zahlen proportional. Nun ist aber

$$\sqrt{2n+1} - \sqrt{2n-1} = \frac{2}{\sqrt{2n+1} + \sqrt{2n-1}},$$

woraus man sieht, dass die Breite der Streifen mit wachsendem n abnimmt und auch, dass die Abnahme zuerst am stärksten ist, nachher immer geringer wird. Die Lichtbewegung, welche von dem mittelsten Gebiete herrührt, wird stärker sein, als die der beiden benachbarten Streifen, welche die erstere nur schwächen, nicht aufheben können. Die Lichtbewegung der nächsten Streifen wird durch die darauf folgenden wieder geschwächt, aber nicht aufgehoben und verstärkt daher die erste Bewegung u. s. w. Es kommt also eine Lichtbewegung in A' zu Stande, welche zwar schwächer ist, als diejenige, welche der mittelste Streifen allein hervorrufen würde, aber doch stärker, als diese zusammen mit der der beiden angrenzenden Streifen. Diese Streifen sind, wie man sieht, den Huygens'schen Zonen ähnlich; man würde die Lichtbewegung in A' beträchtlich stärken können, wenn man die Streifen, welche das mittlere Gebiet begrenzen, und von den folgenden immer einen um den andern abblendete.

Es sollen für irgend einen besonderen Fall die Streifen gefunden werden:

$$\left(\frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} + \frac{\sin^2 \varphi'}{\cos \varphi'}\right) \frac{z^2}{2 \varrho} = (2n - 1) \frac{\lambda}{4}.$$

Für $\varphi' = 0$, $m = 1$ ist $\sin \varphi . e = \lambda$ und mithin

$$z^2 = \frac{2n - 1}{2} \varrho e \cot \varphi.$$

Bei den Rowland'schen Concavgittern grösster Art von der zweiten Theilmaschine ist etwa

$\varrho = 650\,\text{cm}$, $e = 127 \times 10^{-6}\,\text{cm}$, mithin

$$z = \pm\sqrt{\frac{2n-1}{2}}\sqrt{\varrho e}\sqrt{\cot\varphi} = \pm\sqrt{\frac{2n-1}{2}}.\ 0{,}287\sqrt{\cot\varphi}\ \text{cm.}$$

So hat man z. B. für $\varphi = 28^\circ$, $\lambda = 6000 \times 10^{-8}\,\text{cm}$

$$z = \pm\sqrt{\frac{2n-1}{2}}.\ 0{,}39\ \text{cm.}$$

Die Grenzen der Gebiete sind mithin

$$z = \pm 0{,}28,\ \pm 0{,}48,\ \pm 0{,}62,\ \pm 0{,}73,\ \pm 0{,}83,\ \pm 0{,}91,\ \pm 0{,}99,\ \pm 1{,}14,$$
$$\pm 1{,}20,\ \pm 1{,}26,\ \pm 1{,}32\ \text{cm.}$$

Der mittelste Streifen ist hier 0,56 cm breit, die nächsten beiden Streifen zusammen 0,40 cm.

Für kleine Wellenlängen wird der mittelste Streifen breiter. Fragen wir, für welche Wellenlänge der mittelste Streifen das ganze durchfurchte Gebiet des Gitters bedeckt: bezeichnet l die Länge der Furchen in cm, so hat man φ aus der Gleichung

$$\frac{l}{2} = \sqrt{\frac{1}{2}}.\ 0{,}287\sqrt{\cot\varphi}$$

zu bestimmen; dann ist $\lambda = e\sin\varphi$.

Bei den grossen Rowland'schen Concavgittern ist l etwa $= 5$ cm; daraus erhält man $\lambda = 84$ A. E. Es kommt bei diesen Gittern also gar nicht vor, dass das mittelste Gebiet das ganze durchfurchte Feld enthält.

440. Es könnte hiernach den Anschein erwecken, als wenn die Furchen des Rowland'schen Gitters überflüssig lang wären, weil ja, sobald der mittelste Streifen schmaler ist, als das Gitter, die übrigen Theile der von ihm herrührenden Lichtbewegung Abbruch thun. Allein die übrigen Theile erfüllen einen anderen Zweck, der jetzt auseinander gesetzt werden soll.

Bisher sind A und A′ in der xy-Ebene angenommen worden. Betrachten wir nun den allgemeinen Fall, dass A die Coordinaten a, b, c, und A′ die Coordinaten a′, b′, c′ habe. Dann ist

$$\overline{AP}^2 = (x-a)^2 + (y-b)^2 + (z-c)^2 = r^2 - 2ax - 2by - 2cz + x^2 + y^2 + z^2$$

und daher bis auf Glieder zweiter Ordnung:

$$AP + PA' = r + r' - \left(\frac{b}{r} + \frac{b'}{r'}\right)y - \left(\frac{c}{r} + \frac{c'}{r'}\right)z.$$

Wäre nun $\frac{c}{r} + \frac{c'}{r'}$ von Null verschieden, so würde sich $AP + PA'$ mit z ändern, und man würde das Gitter in Streifen theilen können, deren Wirkungen in A′ mit einander interferiren. Ist β die Breite dieser Streifen, so ergiebt sich: $\left(\frac{c}{r} + \frac{c'}{r'}\right)\beta = \lambda$.

Wenn also $\frac{c}{r} + \frac{c'}{r'}$ nicht sehr klein ist, so wird die Breite eine Grösse von der Ordnung von λ sein. Da die Lichtwirkungen benachbarter Streifen sich aufheben, so kann nur von den Streifen am Rande eine Wirkung übrig bleiben,

und wenn die Breite derselben sehr gering ist, so kann nur eine sehr geringe Wirkung entstehen. Soll also eine namhafte Lichtwirkung in A′ erzeugt werden, so muss $\frac{c}{r}+\frac{c'}{r'}$ sehr klein, sagen wir gleich Null sein. Ferner ergiebt sich wie oben, dass $\left(\frac{b}{r}+\frac{b'}{r'}\right)e=m\lambda$ sein muss, damit die von verschiedenen Furchen reflectirten Lichtbewegungen sich in A′ verstärken.

Wenn in dem Ausdruck für $\overline{AP}^2$ wieder wie oben

$$-2ax=-\frac{a}{\varrho}(x^2+y^2+z^2)$$

gesetzt wird, so hat man

$$\overline{AP}^2=r^2-2by-2cz+\left(1-\frac{a}{\varrho}\right)(x^2+y^2+z^2)$$

und daher bis auf Glieder dritter Ordnung

$$AP+PA'=(r+r')-\left(\frac{b}{r}+\frac{b'}{r'}\right)y-\left(\frac{c}{r}+\frac{c'}{r'}\right)z$$

$$+\left[\frac{1}{2r}\left(1-\frac{a}{\varrho}\right)+\frac{1}{2r'}\left(1-\frac{a'}{\varrho}\right)\right](y^2+z^2)-\frac{1}{2r^3}(by+cz)^2-\frac{1}{2r'^3}(b'y+c'z)^2.$$

Es müssen nun, damit $AP+PA'$ sich von Furche zu Furche möglichst genau um $m\lambda$ ändere, die Glieder der zweiten Dimension verschwinden. Und wenn nur solche Theile des Gitters betrachtet werden, bei denen z gegen die noch zu berücksichtigenden Werthe von y klein ist, so reduciren sich die Glieder zweiter Dimension auf

$$\frac{1}{2r}\left(1-\frac{a}{\varrho}\right)y^2-\frac{1}{2r^3}b^2y^2+\frac{1}{2r'}\left(1-\frac{a'}{\varrho}\right)y^2-\frac{1}{2r'^3}b'^2y^2$$

und es ergiebt sich die Bedingung

$$\frac{1}{r}\left(\frac{a^2+c^2}{r^2}-\frac{a}{\varrho}\right)+\frac{1}{r'}\left(\frac{a'^2+c'^2}{r'^2}-\frac{a'}{\varrho}\right)=0,$$

welche für $c=0$, wie es ja sein muss, in die oben für die Vorgänge in der xy-Ebene abgeleitete Gleichung übergeht. Die Bedingung wird unter anderem erfüllt, wenn

$$\frac{a^2+c^2}{r^2}-\frac{a}{\varrho}=0 \text{ und } \frac{a'^2+c'^2}{r'^2}-\frac{a'}{\varrho}=0,$$

d. h. wenn die Punkte A und A′ auf einer gewissen Fläche dritten Grades liegen. Liegt der eine der beiden Punkte auf dieser Fläche, so muss auch der andere auf derselben liegen und seine Lage ist durch die Lage des ersten bestimmt. Denn die Gleichung $\left(\frac{b}{r}+\frac{b'}{r'}\right)e=m\lambda$ bestimmt, wenn A gegeben ist, den Winkel von OA′ mit der y-Axe, und $\left(\frac{c}{r}+\frac{c'}{r'}\right)=0$ bestimmt den Winkel mit der z-Axe. Dadurch bleiben für OA′ nur zwei Richtungen übrig und von diesen bildet nur die eine einen spitzen Winkel mit der positiven Richtung der x-Axe und kommt daher allein in Betracht. Oder analytisch gesprochen: es ist

$$\frac{a'^2}{r'^2} = 1 - \frac{b'^2}{r'^2} - \frac{c'^2}{r'^2}$$

und da a' positiv sein soll, so ist $\frac{a'}{r'}$ mit $\frac{b'}{r'}$ und $\frac{c'}{r'}$ bestimmt. Aus der Gleichung $\frac{a'^2 + c'^2}{r'^2} - \frac{a'}{\varrho} = 0$ findet man nun, wenn $\frac{a'}{r'}$ und $\frac{c'}{r'}$ bekannt sind, a' und damit r', b', c'.

Gerade so, wie in dem oben behandelten einfacheren Falle, lässt sich auch hier zeigen, dass jetzt die Glieder dritter Dimension von selbst verschwinden, wenn man wieder die Glieder in z vernachlässigt. Denn es ist

$$\overline{AP}^2 = r^2 - 2by + \left(1 - \frac{a}{\varrho}\right) y^2$$

bis auf Glieder vierter Ordnung. Nun ist aber

$$1 - \frac{a}{\varrho} = \frac{a^2 + b^2 + c^2}{r^2} - \frac{a}{\varrho}$$

und dies ist, wenn $\frac{a^2 + c^2}{r^2} - \frac{a}{\varrho} = 0$ ist, gleich $\frac{b^2}{r^2}$. Folglich hat man

$$\overline{AP}^2 = r^2 - 2by + \frac{b^2}{r^2} y^2 = \left(r - \frac{b}{r} y\right)^2 \quad \text{und}$$

$$\overline{AP} = r - \frac{b}{r} y$$

bis auf Glieder vierter Ordnung.

Will man nun auch die anderen Theile des Gitters berücksichtigen, für welche z nicht mehr sehr klein ist, so hat man eine ähnliche Betrachtung durchzuführen, wie sie oben angestellt wurde: Man theilt das Gitter in Streifen ein. Für den mittelsten ist

$$\left[\frac{1}{2r}\left(1 - \frac{a}{\varrho}\right) + \frac{1}{2r'}\left(1 - \frac{a'}{\varrho}\right)\right] z^2 - \left(\frac{bc}{r^3} + \frac{b'c'}{r'^3}\right) yz - \left(\frac{c^2}{2r^3} + \frac{c'^2}{2r'^3}\right) z^2$$

nicht grösser als $\frac{\lambda}{4}$. An diesen mittelsten Streifen grenzen zwei andere, für welche der Werth desselben Ausdrucks zwischen $\frac{\lambda}{4}$ und $\frac{3\lambda}{4}$ liegt, u. s. w. Es lässt sich wieder zeigen, dass der mittelste Streifen am grössten ist und die angrenzenden kleiner und kleiner werden, dergestalt, dass die in A' von dem mittelsten Streifen herrührende Lichtbewegung von den übrigen Streifen abwechselnd geschwächt und verstärkt wird, im Ganzen aber eine namhafte Lichtbewegung übrig bleibt. Indessen interessirt uns hier nur der Fall, wo $\frac{c}{r}$ und $\frac{c'}{r'}$ nahezu gleich Null sind. Dann fallen jene Streifen nahezu mit den früher für $c = c' = 0$ betrachteten zusammen, und es gelten die früheren Ueberlegungen.

Wenn $\frac{c}{r}$ und $\frac{c'}{r'}$ klein sind, so haben, wenn a und b unverändert bleiben,

a′ und b′ nahezu dieselben Werthe, wie für $c = c' = 0$, und zwar zeigen die Gleichungen, dass sie von diesen Werthen um Grössen sich unterscheiden, welche gegen $\frac{c}{r}$ und $\frac{c'}{r'}$ von zweiter Ordnung sind. Wenn also A und A′ zunächst in der xy-Linie liegen, und nun A sich parallel der z-Axe bewegt, so bewegt sich A′ ebenfalls parallel der z-Axe, aber in entgegengesetzter Richtung, und die von A und A′ zurückgelegten kleinen Wege verhalten sich wie r und r′, oder anders ausgedrückt: die Radii vectores beschreiben gleiche Winkel.

Diese Betrachtungen ermöglichen nun anzugeben, zu welchem Zwecke die Furchen der Gitter so viel länger sind, als nöthig wäre, um von einem leuchtenden Punkt A in der xy-Ebene ein Bild zu entwerfen. Wir sahen, dass hierzu ein mittlerer Streifen des Gitters in der Nähe der xy-Ebene am wirksamsten wäre. Um die Wirkung eines anderen Theiles des Gitters, welcher weiter von der xy-Ebene entfernt liegt, zu erkennen, denken wir uns die xy-Ebene gedreht um eine durch den Mittelpunkt der Kugelfläche gelegte Parallele zur y-Axe, so dass der betrachtete Theil des Gitters jetzt in unmittelbarer Nähe der neuen xy-Ebene liegt. Es folgt aus den vorangehenden Betrachtungen, dass durch diesen Theil des Gitters von dem leuchtenden Punkte Bilder entworfen werden, welche sich um so weiter von den ursprünglichen Bildern entfernen, je grösser die Drehung der xy-Ebene ist. Sei ω der Winkel, um welchen die Ebene gedreht wurde. Dann ist die Entfernung des leuchtenden Punktes A von dieser Ebene $(\varrho - a) \sin\omega$. Das Bild desselben muss alsdann auf der anderen Seite der Ebene liegen und um $\frac{r'}{r}(\varrho - a)\sin\omega$ von ihr entfernt sein. Wenn ω als klein vorausgesetzt wird, so ist demnach die Entfernung des neuen Bildes vom alten

$$\left[(\varrho - a') + \frac{r'}{r}(\varrho - a)\right]\omega.$$

Mithin wird durch die verschiedenen Theile des Gitters das Bild des leuchtenden Punktes zu einer Linie ausgezogen, welche als parallel der z-Axe betrachtet werden kann. Ihre Länge ist, wenn l die Länge der Furchen bedeutet,

$$\left[\varrho - a' + \frac{r'}{r}(\varrho - a)\right]\frac{l}{\varrho} \quad \text{oder} \quad \left[\frac{b^2}{r^3} + \frac{b'^2}{r'^3}\right] r' l.$$

Für $b' = 0$, welcher Fall bei den Concavgittern ja hauptsächlich in Betracht kommt, ist dies

$$\frac{\varrho}{r}\frac{b^2}{r^2}\, l \quad \text{oder} \quad \sin\varphi \tan\varphi\, l.$$

Bei den Rowland'schen Gittern grösster Art ist z. B. in der ersten Ordnung für $\lambda = 6000 \times 10^{-8}$ cm die Länge des Bildes $= 0{,}25\, l = 1{,}25$ cm. Nimmt man nun statt eines leuchtenden Punktes eine leuchtende gerade Linie von kleiner Ausdehnung, einen Spalt, so wird jeder Punkt desselben im Bilde zu einer Linie ausgezogen: und wenn der Spalt den Furchen des Gitters parallel ist, so werden die Bilder aller seiner Punkte wieder eine gerade Linie bilden.

Die Lichtbewegung in einem ihrer Punkte wird dann nicht von einem Punkte, sondern von allen Punkten eines Theiles des Spaltes herrühren, deren Lichtbewegungen nicht miteinander interferiren, weil sie von verschiedenen Lichtpunkten herkommen. Auf diese Weise wird auch für die Intensität der Lichtbewegung in einem Punkte des Bildes die volle Länge der Furchen ausgenutzt, wenn nur der Spalt hinreichend lang ist. Und zwar muss zur vollen Wirkung der Spalt mindestens so lang sein, dass die linienförmigen Bilder seiner Endpunkte nicht über einander greifen. Alsdann hat man auf dem Stücke zwischen diesen beiden Bildern eine gleichmässige grösste Intensität, die an beiden Seiten desselben ausläuft. Ist s die Länge des Spaltes, so sind die Mittelpunkte der linienförmigen Bilder seiner beiden Endpunkte um $\frac{r'}{r}s$ von einander entfernt. Es muss also, um die volle Wirkung zu erzielen,

$$\frac{r'}{r}s > \left[\varrho - a' + \frac{r'}{r}(\varrho - a)\right]\frac{l}{\varrho} \quad \text{oder} \quad s > \left[\frac{b^2}{r^3} + \frac{b'^2}{r'^3}\right] r l$$

sein. Die Länge des hellsten Theiles des Bildes ist

$$\frac{r'}{r}s - \left[\varrho - a' + \frac{r'}{r}(\varrho - a)\right]\frac{l}{\varrho}$$

und die ganze Länge des Bildes

$$\frac{r'}{r}s + \left[\varrho - a' + \frac{r'}{r}(\varrho - a)\right]\frac{l}{\varrho}.$$

Bei Rowland's Aufstellung hat man also für $b' = 0$, $s > \sin^2 \cdot \varphi l$

$$\text{Länge des hellsten Theiles} = \frac{s}{\cos\varphi} - \sin\varphi \cdot \tan\varphi \cdot l$$

$$\text{Länge des ganzen Bildes} = \frac{s}{\cos\varphi} + \sin\varphi \cdot \tan\varphi \cdot l.$$

441. Es ist oben schon angegeben worden, dass man bei dem Concavgitter das Spectrum nur in der Nähe des Mittelpunktes der Kugelfläche, also für kleine Werthe von $\frac{b'}{r'}$ beobachtet. Das hat gewisse Vortheile, die jetzt auseinander gesetzt werden sollen. Wir fanden oben:

$$\left(\frac{b}{r} + \frac{b'}{r'}\right) e = m\lambda \quad \text{oder} \quad (\sin\varphi + \sin\varphi')\, e = m\lambda.$$

Bezeichnet nun λ_0 die Wellenlänge, welche im Spectrum m-ter Ordnung $\varphi' = 0$ entspricht, so ist $\sin\varphi \cdot e = m\lambda_0$ und folglich

$$\sin\varphi' \cdot e = m(\lambda - \lambda_0) \text{ oder } \sin\frac{s}{\varrho}\, e = m(\lambda - \lambda_0),$$

wenn s die Bogenlänge vom Krümmungsmittelpunkt bis zu A′ bezeichnet, positiv oder negativ gerechnet, je nachdem φ' positiv oder negativ ist. Durch Differentiation folgt:

$$\frac{e}{\varrho}\cos\frac{s}{\varrho}\, ds = m\, d\lambda.$$

$\frac{ds}{d\lambda}$ kann man den Maassstab nennen, in welchem das Spectrum entworfen ist.

Der Maassstab ist demnach veränderlich; er hat seinen kleinsten Werth für $s = 0$, also im Krümmungsmittelpunkt, und wächst nach beiden Seiten umgekehrt proportional zu $\cos\varphi'$. Im Allgemeinen würde nun ein möglichst grosser Maassstab wünschenswerth sein; aber zur Bestimmung der Wellenlängen ist es wichtiger, dass er sich möglichst wenig innerhalb des beobachteten Theiles des Spectrums ändere. Das ist in der Nähe von $s = 0$ der Fall, und aus diesem Grunde wird bei der von Rowland angegebenen Aufstellung des Concavgitters nur dieser Theil des Kreises zur Beobachtung der Spectren benutzt. Man kann hier ohne wesentlichen Fehler die Differenz der Wellenlängen der Bogenlänge proportional setzen. Wie gross ist der Fehler, welcher hierbei begangen wird? Da $\sin\frac{s}{\varrho}\cdot e = m(\lambda - \lambda_0)$, so handelt es sich darum zu untersuchen, welcher Fehler begangen wird, wenn man $\sin\frac{s}{\varrho}$ proportional s setzt. Es wäre nicht richtig, wenn man statt $\sin\frac{s}{\varrho}$ einfach $\frac{s}{\varrho}$ nähme und die grösste Abweichung zwischen diesen beiden Ausdrücken berechnete: auf diese Weise würde man den Fehler grösser finden, als er thatsächlich ist. Oder geometrisch gesprochen: die Grade $y = x$ schliesst sich zwar in unendlicher Nähe des Punktes $x = o$, $y = o$ an die Curve $y = \sin x$ besser an, als jede andere gerade Linie, aber nicht in einem gegebenen Intervalle, z. B. von $-x_1$ bis $+x_1$. Denn die Ordinate der Tangente $y = x$ würde für $x = x_1$ von $\sin x$ um mehr abweichen, als die grösste Abweichung anderer gerader Linien in demselben Intervall beträgt, die ebenfalls durch den Nullpunkt gehen. Man kann der Frage die folgende Form geben: für welchen Werth von k wird in dem Intervall $-x_1$ bis $+x_1$ der grösste absolute Betrag von $\sin x - kx$ möglichst klein. Tchebicheff[1]) hat eine allgemeine Lösung dieser Art von Problemen gegeben. Um die Lösung zu vereinfachen, wollen wir annehmen, dass die Glieder 5ter Dimension in der Entwicklung von $\sin x$ vernachlässigt werden können, so dass $x - \frac{x^3}{6}$ an Stelle von $\sin x$ geschrieben wird. Die Constante k ist nun nach Tchebicheff so zu bestimmen, dass die beiden Maxima des absoluten Betrages von $x - \frac{x^3}{6} - kx$ unter einander gleich und gleich den Werthen des absoluten Betrages von $x - \frac{x^3}{6} - kx$ an den Grenzen $\pm x_1$ des beobachteten Intervalles seien. Für die Maxima ist $1 - \frac{x^2}{2} - k = o$. Soll $x - \frac{x^3}{6} - kx = x_1 - \frac{x_1^3}{6} - kx_1$ sein, während $1 - k = \frac{x^2}{2}$ ist, so hat man $\frac{x^3}{3} = \frac{x_1 x^2}{2} - \frac{x_1^3}{6}$. Daraus folgt: $x = x_1$ oder $x = -\frac{x_1}{2}$. Die erste Wurzel $x = x_1$ ist nicht brauchbar, die zweite

1) Vergl. Bertrand, Calcul diff. et int. 1. p. 512 ff.

dagegen giebt die Lösung: $1 - k = \frac{x_1^2}{8}$. Der grösste Werth von $x - \frac{x}{6} - kx$ in dem Intervall von $-x_1$ bis $+x_1$ ist für diesen Werth von k gleich: $\frac{x_1^3}{24}$, also nur gleich dem vierten Theil desjenigen Werthes, den wir für $k = 1$ erhalten hätten.

Auf unseren Fall angewendet heisst das also: es kann die Differenz der Wellenlängen in dem Intervall $-s_1$ bis $+s_1$ der Bogenlänge proportional gesetzt werden mit einem Fehler von höchstens $\frac{e s_1^3}{24 m \varrho^3}$, oder was beinahe dasselbe ist: $(\lambda - \lambda_0) \frac{s_1^2}{24 \varrho^2}$. Bei den Rowland'schen Gittern grösster Art ($\varrho = 650$ cm, $e = 1{,}27 \times 10^{-4}$ cm) kann man bis zu $s_1 = 25$ cm die Differenz der Wellenlängen den Bogenlängen proportional setzen, ohne einen grösseren Fehler als $\frac{3}{m}$ Hundertstel einer Angström'schen Einheit zu begehen. Eine solche Genauigkeit wird selbst für $m = 1$ in weitaus den meisten Fällen ausreichen, so dass man auf eine Bogenlänge von 50 cm das Spectrum ein normales nennen kann. Besonders wichtig ist es dabei, dass der Maassstab immer derselbe ist für jede Stellung des Balkens.[1] Beim Photographiren des Spectrums krümmt man eine Platte von 50 cm Länge auf den Radius $\frac{\varrho}{2}$, und erhält so einen Streifen von ungefähr 1000 A. E. des normalen Spectrums.

442. Es zeigen sich bei der Aufstellung des Concavgitters nach dem Rowland'schen Plane gewöhnlich zwei unerwünschte Umstände: Einmal nämlich bewegt sich das Spectrum, welches in der Nähe des Krümmungsmittelpunktes beobachtet wird, bei dem Verschieben des Querbalkens auf und ab, und verschwindet nicht selten ganz aus dem für die Beobachtung eingerichteten Felde. Zweitens ändert für die verschiedenen Stellungen das Spectrum seine Entfernung vom Gitter, so dass es nicht möglich ist, mit ein und derselben Einstellung auszukommen, worin doch einer der wesentlichsten Vortheile des Concavgitters besteht. Die Ursachen dieser beiden Unregelmässigkeiten sind nur zum Theil berechenbar, zum Theil bestehen sie in unberechenbaren Unebenheiten der Schienen, Abweichungen der Achsen, welche den Querbalken tragen, von der Verticalen und dadurch veranlasste wechselnde Durchbiegungen des Querbalkens, und vielleicht in noch anderen Umständen.[2] Man kann nun die berechenbaren Ursachen so einrichten, dass sie die unberechenbaren möglichst compensiren.

Was zunächst das Auf- und Abschwanken des Spectrums betrifft, so kann man dasselbe durch drei Umstände beeinflussen: 1. durch Heben und

---

1) Der Maassstab ist derselbe, wie der, den man an der Schiene angebracht hat, auf der sich die photographische Platte verschiebt.

2) Hier wäre z. B. noch der früher besprochene, von Rydberg gefundene Fehler mancher Gitter (siehe § 431) zu nennen.

Senken des Spaltes, 2. durch Neigen des Gitters nach hinten oder nach vorn, 3. durch Drehen des Gitters um seine Normale.

Wie wirken diese drei Umstände? Nach dem Früheren senkt sich die Mitte des Bildes A′ eines leuchtenden Punktes A, wenn der letztere sich hebt und umgekehrt, und zwar verhält sich die Verschiebung von A′ zu der von A wie r′ zu r, wie aus der Gleichung $\frac{c}{r} + \frac{c'}{r'} = 0$ hervorgeht. Wenn man also den Spalt um 1 cm hebt, so wird dadurch das Spectrum in der Nähe des Krümmungsmittelpunktes um $\frac{1}{\cos\varphi}$ cm gesenkt. — Was den zweiten Umstand betrifft, so möge die Normale des Gitters sich um den Winkel ω heben. Waren die z-Coordinaten von A und A′ vorher gleich c und c′, wo $c' = -\frac{\varrho c}{r}$, so sind sie jetzt $c - r\cos\varphi\,\omega$ und $c' - \varrho\,\omega$, wenn man die Grössen, welche von zweiter Ordnung sind, vernachlässigt. Aber A′ ist bei der veränderten Lage des Gitters nicht mehr das Bild von A. Die z-Coordinate des letzteren erhalten wir aus $c - r\cos\varphi\,\omega$ durch Multiplication mit $-\frac{\varrho}{r}$. Da aber $c' = -\frac{\varrho}{r}\,c$, so ist sie gleich $c' + \varrho\cos\varphi\,\omega$. Das Bild von A hat sich also um $(1 + \cos\varphi)\,\varrho\,\omega$ gehoben. Wenn man also das Gitter so neigt, dass der Krümmungsmittelpunkt sich um 1 cm hebt, so hebt sich das Spectrum in der Nähe desselben um $(1 + \cos\varphi)$ cm.

Drittens werde das Gitter um den Winkel ω um seine Normale gedreht. Dabei dreht sich die xy-Ebene, und wir wollen annehmen, dass die Drehung für einen positiven Werth von ω in dem Sinne geschehe, dass die z-Coordinate des Punktes A sich verkleinert. Die neue z-Coordinate des Punktes A ist alsdann $c - r\sin\varphi\,\omega$, während die z-Coordinate des Punktes A′, wenn wir ihn im Krümmungsmittelpunkt annehmen, sich nicht ändert. Für das gedachte Gitter wird aber A′ nicht mehr das Bild von A sein. Dieses muss vielmehr die z-Coordinate $-\frac{\varrho}{r}(c - r\sin\varphi\,\omega)$ besitzen, und da $-\frac{\varrho c}{r} = c'$ ist, so ist mithin das Bild von A durch die Drehung des Gitters um $\varrho\sin\varphi\,\omega$ in die Höhe gerückt. Ist der Winkel $\omega = \frac{1}{\varrho}$ (ϱ in cm ausgedrückt), so ist also das Spectrum in der Nähe des Krümmungsmittelpunktes um $\sin\varphi$ cm gehoben.

In der folgenden Tabelle sind die Aenderungen für eine Reihe von verschiedenen Stellungen des Gitters ausgerechnet. Die Stellung ist dabei statt durch den betreffenden Werth von φ durch die Wellenlänge angegeben, welche im Spectrum erster Ordnung im Krümmungsmittelpunkt erscheint, also durch $e\sin\varphi$. Die Grösse e ist dabei zu 0,000127 mm angenommen, was 20000 Furchen pro inch entspricht; will man die Tabelle für ein Gitter mit einer anderen Gitterconstante e′ benutzen, so muss man die Zahlen der ersten Colonne mit $\frac{e'}{e}$ multipliciren, während alle übrigen Zahlen unverändert bleiben.

λ	Spalt um 1 cm gehoben	Krümmungsmittelpunkt um 1 cm gehoben	Gitter um den Winkel $\frac{1}{\varrho}$ (ϱ in cm) um seine Normale gedreht
2000	— 1,01 cm	1,99 cm	0,16 cm
3000	— 1,03 cm	1,97 cm	0,24 cm
4000	— 1,05 cm	1,95 cm	0,32 cm
5000	— 1,09 cm	1,92 cm	0,39 cm
6000	— 1,13 cm	1,88 cm	0,47 cm
7000	— 1,20 cm	1,84 cm	0,55 cm
8000	— 1,29 cm	1,78 cm	0,63 cm
9000	— 1,42 cm	1,71 cm	0,71 cm
10000	— 1,62 cm	1,62 cm	0,79 cm
11000	— 2,00 cm	1,50 cm	0,87 cm
12000	— 3,00 cm	1,33 cm	0,95 cm

Die Drehung des Gitters um seine Normale ist so verstanden, dass die z-Coordinate des Spaltes sich dabei verkleinert. Da das Spectrum der xy-Ebene parallel ist, so dreht sich hierbei auch das Spectrum um den Winkel $\frac{1}{\varrho}$, abgesehen davon, dass es sich hebt. Es kommt diese Drehung indessen kaum in Betracht, da bei einer Ausdehnung des Spectrums von 50 cm und $\varrho = 650$ cm das eine Ende nur $\frac{1}{13}$ cm höher gehoben wird, als das andere. In der Tabelle ist die Hebung des Spectrums durch das positive Vorzeichen angedeutet. Bei entgegengesetzter Aenderung der drei Umstände sind natürlich auch die Aenderungen des Spectrums entgegengesetzt. Bei gleichzeitiger Aenderung der drei Umstände addiren sich die Aenderungen des Spectrums, wenn man von den Aenderungen zweiter Ordnung absieht.

443. Die Entfernung zwischen Gitter und Spectrum lässt sich durch eine noch grössere Anzahl von Abänderungen der Aufstellung beeinflussen. Wir fanden oben die Gleichung

$$\frac{a}{r}\left(\frac{a}{r^2}-\frac{1}{\varrho}\right)+\frac{a'}{r'}\left(\frac{a'}{r'^2}-\frac{1}{\varrho}\right)=0$$

$$\text{oder } \cos\varphi\left(\frac{\cos\varphi}{r}-\frac{1}{\varrho}\right)+\cos\varphi'\left(\frac{\cos\varphi'}{r'}-\frac{1}{\varrho}\right)=0,$$

welche durch die Annahme $\varrho\cos\varphi = r$ und $\varrho\cos\varphi' = r'$ befriedigt wurde. Es mögen A und A′ dieser Annahme genügen, d. h. sie mögen auf dem Kreise vom Radius $\frac{\varrho}{2}$ liegen, welcher das Gitter berührt und durch den Krümmungsmittelpunkt geht; verschiebt man nun den leuchtenden Punkt A, so verschiebt sich auch das Bild A′. Betrachtet man Strahlen von einer bestimmten Wellenlänge, so wird, wenn φ bei der Verschiebung von A ungeändert bleibt, auch φ' seinen Werth behalten, da $(\sin\varphi+\sin\varphi')\,e = m\lambda$. Die Aenderungen von r und r′ stehen aber, wie durch Differentiation folgt, in der Beziehung:

$$-\frac{\cos^2\varphi}{r^2}\,dr-\frac{\cos^2\varphi'}{r'^2}\,dr'=0,$$

die, wenn $r=\varrho\cos\varphi$ und $r'=\varrho\cos\varphi'$, in der einfachen Form erscheint: $dr+dr'=0$, d. h., wenn man von Grössen zweiter Ordnung absieht, so verändert sich der Radius vector von A′ um ein gleich langes Stück, wie der Radius

vector von A, aber er vergrössert sich, wenn dieser sich verkleinert, und umgekehrt. Jetzt kann man ohne Schwierigkeit übersehen, wie die Aenderung verschiedener Umstände das Spectrum vor- und zurückschieben wird.

1. Wenn der Spalt um ein Stück vom Gitter entfernt wird, so wird dadurch das Spectrum um dasselbe Stück dem Gitter genähert.

2. Es werde der Querbalken an dem Ende des Krümmungsmittelpunktes so angeordnet, dass der Krümmungsmittelpunkt sich nicht mehr, wie er sollte, über dem einen Schenkel des rechten Winkels hin und her bewegt. Der Punkt, der sich über dem Schenkel bewegt, soll um das Stück α weiter vom Gitter entfernt sein, als der Krümmungsmittelpunkt. Vergleicht man die Lage des Spectrums für den gleichen Winkel φ vor und nach der Aenderung, so sieht man, dass dasselbe in der Nähe des Krümmungsmittelpunktes sich dem Gitter genähert hat. Da nämlich die Entfernung des Spaltes vom Gitter um $\alpha \cos \varphi$ vergrössert ist, so liegt das Spectrum dem Gitter noch um $\alpha \cos \varphi$ näher, als der Krümmungsmittelpunkt. Im Ganzen liegt es also $\alpha\,(1 + \cos \varphi)$ vom Endpunkt des Querbalkens ab.

3. Wird der rechte Winkel, welchen die Schienen mit einander bilden, um einen kleinen Winkel ε zu gross gemacht, so wird bei einem bestimmten Werth von φ der Spalt dem Gitter zu nahe sein und zwar um $\varrho \sin \varphi \tan \varepsilon$. Das Spectrum wird also um $\varrho \sin \varphi \tan \varepsilon$ vom Gitter fortgerückt sein.

4. Wird das Gitter ein wenig um seine verticale Axe gedreht, so wird das Spectrum nicht mehr durch den Krümmungsmittelpunkt gehen. Denn wenn der Radius vector des Spaltes nach der Drehung den Winkel φ mit der Normalen bildet, so wird der Spalt nicht die richtige Entfernung $\varrho \cos \varphi$ vom Gitter besitzen; sondern wenn die Normale um den kleinen Winkel ε vom Spalt fort gedreht ist, so wird der Spalt die Entfernung $\varrho \cos (\varphi - \varepsilon)$ haben, also um $\varrho \sin \varphi\, \varepsilon$ zu weit abliegen, abgesehen von Grössen, die gegen ε von zweiter Ordnung sind. Durch die Drehung des Gitters wird mithin das Spectrum um $\varrho \sin \varphi\, \varepsilon$ dem Gitter genähert.

5. Es werde der Spalt seitlich verschoben auf dem Schenkel, auf welchem der Krümmungsmittelpunkt liegt. Bildet der Radius vector des Spaltes mit der Gitternormalen den Winkel φ, so ist seine Entfernung vom Gitter nicht mehr $\varrho \cos \varphi$, sondern kleiner, wenn er nach dem Krümmungsmittelpunkt hin verschoben ist. Sei ε der Winkel, welchen der Radius vector des Spaltes mit dem andern Schenkel des rechten Winkels bildet, und sei α die Verschiebung des Spaltes. Dann ist die Entfernung des Spaltes vom Gitter um $\varrho \sin \varphi \tan \varepsilon$ kleiner als $\varrho \cos \varphi$, und da bis auf Grössen zweiter Ordnung $\alpha = \varrho \cos \varphi \cdot \varepsilon$, so ist die Annäherung des Spaltes an das Gitter bis auf Grössen zweiter Ordnung gleich $\alpha \tan \varphi$, und demnach wird durch diese Aenderung das Spectrum um $\alpha \tan \varphi$ vom Gitter abgerückt.

6. Das Gitter werde auf dem Querbalken um das Stück α zurückgeschoben. Der Radius vector des Spaltes bildet mit der Gitternormalen den Winkel φ, mit dem Schenkel des rechten Winkels, auf dem das Gitterende des Querbalkens liegt, den Winkel ε. Dann ist bis auf Grössen zweiter

Ordnung $\varrho\,\varepsilon = \alpha \tan \varphi$. Die Entfernung des Spaltes vom Gitter ist bis auf Grössen zweiter Ordnung

$$\varrho \cos(\varphi + \varepsilon) + \alpha \cos \varphi \quad \text{oder} \quad \varrho \cos \varphi + \alpha (\cos \varphi - \sin \varphi \tan \varphi).$$

Mithin ist die Entfernung des Spectrums vom Gitter $\varrho - \alpha(\cos \varphi - \sin \varphi \tan \varphi)$. Der andere Endpunkt des Querbalkens ist aber um $\varrho + \alpha$ vom Gitter entfernt. Folglich ist das Spectrum vom Endpunkt des Querbalkens um

$$\alpha(1 + \cos \varphi - \sin \varphi \tan \varphi)$$

nach dem Gitter hin verschoben.

In der folgenden Tabelle sind die Wirkungen der sechs Aenderungen zusammengestellt. Positive Zahlen bedeuten, dass die Entfernung des Spectrums vom Gitter sich vergrössert, negative, dass sie sich verkleinert. Die entgegengesetzten Aenderungen geben die entgegengesetzten Wirkungen. Statt der Werthe von φ sind in der ersten Colonne die Werthe von $\lambda = e \sin \varphi$ angegeben, wobei für e wieder 1.27×10^{-4} cm gesetzt ist. Für ein Gitter mit einer anderen Constante e′ muss man die Zahlen der ersten Colonne mit $\frac{e'}{e}$ multipliciren.

λ in A. E.	Spalt um 1 cm vom Gitter entfernt	Querbalken an der Seite des Spectrums um 1 cm verlängert	Rechter Winkel um $\frac{1}{\varrho}$ (ϱ in Centim.) zu gross gemacht	Gitter um verticale Axe gedreht, so dass Krümmungsmittelpunkt sich um 1 cm vom Spalt entfernt	Spalt um 1 cm nach Krümmungsmittelpunkt hingeschoben	Gitter auf dem Querbalken um 1 cm zurückgeschoben
2000	— 1 cm	— 1,99 cm	+ 0,16 cm	— 0,16 cm	+ 0,16 cm	— 1,96 cm
3000	— 1 cm	— 1,97 cm	+ 0,24 cm	— 0,24 cm	+ 0,24 cm	— 1,91 cm
4000	— 1 cm	— 1,95 cm	+ 0,32 cm	— 0,32 cm	+ 0,33 cm	— 1,85 cm
5000	— 1 cm	— 1,92 cm	+ 0,39 cm	— 0,39 cm	+ 0,43 cm	— 1,75 cm
6000	— 1 cm	— 1,88 cm	+ 0,47 cm	— 0,47 cm	+ 0,54 cm	— 1,63 cm
7000	— 1 cm	— 1,84 cm	+ 0,55 cm	— 0,55 cm	+ 0,66 cm	— 1,47 cm
8000	— 1 cm	— 1,78 cm	+ 0,63 cm	— 0,63 cm	+ 0,81 cm	— 1,27 cm
9000	— 1 cm	— 1,71 cm	+ 0,71 cm	— 0,71 cm	+ 1,00 cm	— 1,00 cm
10000	— 1 cm	— 1,62 cm	+ 0,79 cm	— 0,79 cm	+ 1,28 cm	— 0,61 cm
11000	— 1 cm	— 1,50 cm	+ 0,87 cm	— 0,87 cm	+ 1,73 cm	— 0,00 cm
12000	— 1 cm	— 1,33 cm	+ 0,95 cm	— 0,95 cm	+ 2,85 cm	+ 1,38 cm

444. Nachdem ich damit die Theorie von Runge gegeben habe, bleibt über das Concavgitter nur noch die Bemerkung von Sirks[1]) hinzuzufügen, nach der man trotz des Astigmatismus der Bilder auch hier ein Vergleichsprisma benutzen kann. Nur darf es nicht dicht vor dem Spalt angebracht werden, sondern in einer bestimmten Entfernung von demselben. Sei in Fig. 128 G das Gitter mit dem Krümmungsradius GC $= \varrho$, A der Spalt, φ der Beugungswinkel AGC. Die Strahlen, welche auf der Platte in C eine verticale Linie bilden, kommen von den verschiedenen Punkten des verticalen Spaltes A her, dieser bildet eine verticale Brennlinie; zu ihr gehört aber in weiterem Abstande eine horizontale Brennlinie EF. Alle Strahlen also, welche von dieser Linie EF ausgehend durch den Spalt dringen, werden in einer horizontalen Linie des spectralen Bildes vereinigt. Spannen wir daher an dieser Stelle z. B. einen Draht durch

1) J. L. Sirks, On the astigmatism of Rowland's concave gratings; Astron. & Astrophys. 13. p. 763—768 (1894).

das einfallende Lichtbündel, so fehlen alle der Stelle des Drahtes entsprechenden Strahlen, wir erhalten das Spectrum durchzogen von einer scharf begrenzten schwarzen Linie. Oder bringen wir in EF ein niedriges, aber breites Reflexionsprisma an, und beleuchten dessen Fläche EF von einer anderen seitlich aufgestellten Lichtquelle, so ist das Spectrum der Hauptlichtquelle L in der Mitte von einem scharf begrenzten Vergleichsspectrum durchzogen.

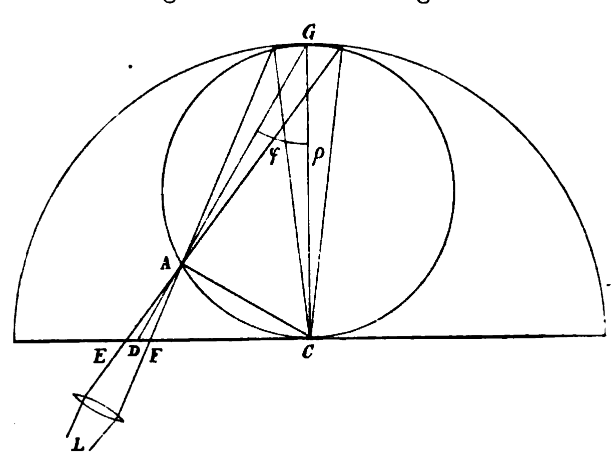


Fig. 128.

Der Abstand DG des Vergleichsprismas und seine Länge EF sind leicht zu berechnen: es ist $\frac{\varrho}{DG} = \cos\varphi$, also $DG = \frac{\varrho}{\cos\varphi}$. Der Abstand des Vergleichsprismas vom Spalte findet sich: $DA = DG - AG = \frac{\varrho}{\cos\varphi} - \varrho\cos\varphi$. Nennen wir ferner die Breite des Gitters b, so ist $EF : b = DA : GA$, also $EF = b\tan^2\varphi$.

Man sieht, dass die Breite des Vergleichsprismas und sein Abstand vom Spalt für jede Einstellung des Balkens besondere sein müssen. Eine Vorrichtung, um diesen Abstand automatisch zu reguliren, hat Wadsworth[1]) angegeben, wir wollen sie nachher besprechen.

445. Im Anschluss an diese theoretischen Betrachtungen über das Concavgitter sollen gleich die Vorschriften für die Aufstellung und Justirung desselben gegeben werden, während wir die Benutzung der Plangitter in Verbindung mit der der Prismen bei Besprechung der Spectrometer kennen lernen werden.

Eine Beschreibung der Aufstellung von Rowland ist durch Ames[2]) veröffentlicht worden, aus welcher ich zunächst einige Angaben bringen will. Das Gitter ist in einem schwarz gestrichenen Zimmer aufgestellt, dessen Fenster mit rothen Scheiben versehen sind, aber auch ganz verdunkelt werden können. Zwei Balken von 6 mal 13 inch Querschnitt und 23 Fuss Länge sind unter rechtem Winkel aufgestellt, der eine ganz fest mit den Wänden verbunden, der andere so, dass man ihn etwas um den Winkelpunkt drehen und somit einen genauen rechten Winkel herstellen kann. Auf ihnen sind Schienen aus Winkeleisen mittelst Schrauben befestigt, derart, dass die Schienen stets noch etwas verschoben und durch die Schrauben genau gerade gemacht werden

1) F. L. O. Wadsworth, The modern spectroscope. Astrophys. J. **3**. p. 47—62 (1896).

2) J. S. Ames, The concave grating in theory and practice. John Hopkins Univers. Circul. **8**. Nr. 73. 1889; auch Phil. Mag. (5) **27**. p. 369—384 (1889) und Astron. & Astrophys. **11**. p. 28—42 (1892).

können, falls sich die Balken werfen sollten. Auf ihnen können Wagen aus Eisen mit zwei Messingrädern laufen; die Räder sind 1,5 Fuss von einander entfernt. Die Wagen tragen in der Mitte je einen Zapfen. Sie werden verbunden durch den Balken, der bei Rowland aus einem Eisenrohr von 4 Zoll Durchmesser besteht, welches gegen horizontale und verticale Verbiegungen durch Drähte geschützt wird, die von einem Ende des Rohres zum andern über aus dem Rohr herausragende Arme gespannt sind, nach dem Princip, welches technisch bei Brücken so häufig verwandt wird. An das Rohr sind an beiden Enden dicke Metallplatten gesetzt, und zwar an dem einen Ende ein für alle mal fest, an dem andern dagegen lässt sich durch eine Schraubenvorrichtung die Platte mehr oder weniger dem Ende des Rohres nähern. In die Platten sind Löcher gebohrt, welche auf die Zapfen der Wagen passen, und der Abstand dieser Löcher kann durch die genannte Schraubenvorrichtung genau gleich dem Krümmungsradius des Gitters gemacht werden.

Die Wagen tragen genau über dem Mittelpunkt der Zapfen einerseits den Gitterhalter, andererseits die photographische Camera. Die Fig. 129 zeigt die Einrichtung des Gitterhalters: auf einer Grundplatte A verschiebt sich in Nuten die verticale Platte B. Sie hat an ihren Rändern zwei Hervorragungen P, durch welche Schrauben gehen, die zwischen sich eine Messingplatte C tragen. Diese lässt sich somit um eine horizontale Axe drehen, was mit Hülfe der Schraube S und einer unten angebrachten Gegenfeder F geschieht. Diese Platte trägt an ihrem unteren Ende einen Zapfen P′, um welchen sich eine zweite ihr parallele Platte D dreht; die Drehung kann durch eine Schraube S′, deren Führung an der ersten Platte befestigt ist, und durch eine an der gegenüber liegenden Seite angebrachte Gegenfeder fein ausgeführt werden. Die Vorrichtung ist also so beschaffen, dass diese zweite Platte vorwärts und rückwärts geschoben, um eine horizontale und um eine verticale Axe beliebig gedreht werden kann. Sie trägt unten zwei Arme, auf welche das Gitter aufgesetzt wird; es wird nur mit etwas Klebwachs befestigt, und ist so ganz frei von Spannung, welche für die Schärfe der Spectra verhängnissvoll werden könnte.

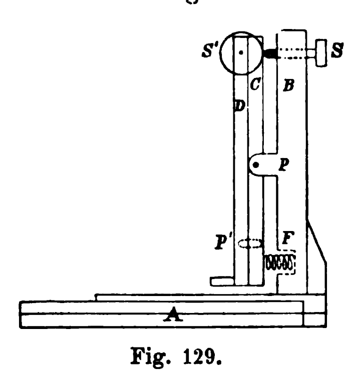


Fig. 129.

Rowland's Camera besteht einfach aus einem Holzrahmen, in welchen sich die Cassette einschieben lässt. In der Cassette wird die Platte gebogen auf den Radius des Kreises, auf welchem die Spectra scharf erscheinen, d. h. den Kreis vom Radius $\frac{\varrho}{2}$. Dies geschieht, indem am Deckel der Cassette hölzerne Knöpfe angebracht sind, die beim Schliessen des Deckels die Platte gegen passend gebogene Streifen von Hartgummi drücken. In dem Rahmen, welcher die Cassette trägt, lässt sich noch vor der Platte ein Metallstreifen befestigen, der die Länge und Breite der Platte hat; er ist um eine horizontale, in seiner

Mitte angebrachte Axe drehbar und hat in seiner Längsrichtung in der Mitte einen Schlitz, dessen Breite gleich der Dicke der Platte ist. Fig. 130 zeigt diese kleine Vorrichtung. Wenn diese Platte so gestellt ist, dass ihre Fläche horizontal ist, so lässt sie offenbar die ganze photographische Platte für das auffallende Licht frei, bis auf einen mittleren Streifen, von der Dicke der Platte; dreht man dagegen die Platte um 90°, so ist die ganze photographische Platte gedeckt bis auf diesen mittleren Streifen, der nun den Strahlen exponirt wird. Rowland verwendet dies Hülfsmittel, um Spectra mit einander zu vergleichen, indem z. B. Metall- und Sonnenspectrum bei der einen und anderen Stellung der Platte nach einander photographirt werden.

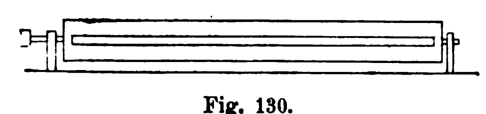


Fig. 130.

Von besonderer Wichtigkeit ist die Einrichtung des Spaltes, der auf dem Schnittpunkt der beiden Schienen aufgestellt wird. Er ist selbstverständlich in seiner Breite variabel; ferner ist es zweckmässig, wenn man seine Länge beliebig begrenzen kann. Unbedingt nothwendig ist es, den Spalt in seiner Ebene drehen zu können, so dass man ihn genau parallel den Furchen des Gitters stellen kann. Ames giebt an, dass eine Abweichung um 0,5° die Schärfe der Spectrallinien ganz verderbe. Ich werde darauf nachher noch zurückkommen, ich möchte hier nur noch als weiter wünschenswerth bezeichnen, dass man den Spalt dem Gitter nähern oder von ihm entfernen könne, und dass auch der Spalt parallel der Linie verschoben werden könne, über welcher sich die Camera bewegt. Dass endlich der Spalt gehoben und gesenkt werden kann, ist selbstverständlich. Hüllen von schwarzem Tuch sollen am Spalte und ebenso vor der Camera angebracht werden zum Schutz gegen falsches Licht.

446. Ich will nun nach meiner eigenen langjährigen Erfahrung einige Aenderungen, welche ich zweckmässig gefunden habe, sowie Vorschriften für die Justirung des Gitters geben. Ich habe die zweirädrigen Wagen Rowland's durch vierrädrige ersetzt; zwei von den Rädern haben eine Kerbe eingedreht und rollen auf der Schiene, die somit allein die Führung des Wagens besorgt. Die beiden anderen Räder rollen auf zwei Balken, die parallel denen Rowland's gelegt sind. Die zweirädrigen Wagen nämlich können sich zu leicht auf die Seite biegen und jedem Zwang seitens des sie verbindenden Balkens nachgeben. Diese Spannungen des Balkens suchen ihn theils zu tordiren, theils zu verbiegen. Es ist leicht ersichtlich, dass die erste dieser Spannungen sich namentlich durch Neigung desjenigen Wagens ausgleichen wird, bei welchem die Verbindungslinie der Räder einen möglichst kleinen Winkel mit dem Balken bildet, die zweite Spannung aber sich umgekehrt verhält. So kommt es, dass bei verschiedenen Stellungen des Balkens das Gitter verschiedenartig geneigt werden kann und eine für alle Stellungen passende Justirung unmöglich wird. Alle diese Schwierigkeiten fallen fort, wenn man die Wagen schwer macht und ihnen vier Räder giebt. Meine Wagen wiegen je über 50 Kilo, die Räder sind etwa 60 cm von einander entfernt; je grösser dieser Abstand

ist, desto weniger werden offenbar kleine Unebenheiten der Schienen auf Neigung der Wagen wirken.

Der die Wagen verbindende Balken besteht bei mir aus einer brückenartigen Construction aus Bandeisen, die mit ihren Enden an zwei mit den Wagen verschraubten Brettern befestigt sind; an einer Seite ist die Verbindung nicht fest, so dass der Abstand der Wagen regulirt werden kann. Der Balken trägt in passenden Abständen leichte Holzrähmchen, deren Breite vom Gitterende zum anderen Ende hin zunimmt; darin ist ein Sack aus lichtdichtem schwarzem Tuch ausgespannt, dessen eines Ende am Rand der Camera angenagelt ist, während das andere Ende hinter dem Gitter geschlossen ist. Die Wandung des Sackes ist nur an einer Stelle unterbrochen: am Gitterende nach der Seite des Spaltes hin; hier fehlt ein solches Stück, dass, wenn das Gitter für die kleinste photographirbare Wellenlänge erster Ordnung eingestellt ist, vom Spalte aus das ganze Gitter zu sehen ist. Bei dieser Einrichtung braucht man den Raum, in dem der Apparat aufgestellt ist, nicht so dunkel zu halten, ohne doch ein Verschleiern der Platten zu erhalten.

Adeney und Carson[1]) beschreiben eine sehr umständliche und theure Vorrichtung zu gleichem Zwecke, welche freilich auch viel vollkommner wirkt und in ganz hellem Zimmer zu arbeiten gestattet.

Mein Spalt ist folgendermaassen eingerichtet: Ueber dem rechten Winkel lässt sich zwischen Führungen ein Brett verschieben, parallel der Schiene, auf welcher sich die Camera bewegt. Auf ihm ist zwischen zwei Trägern ein Brett vertical verschiebbar, welches den Spalt trägt, dessen Höhe somit veränderlich ist. An diesem Brette ist ein Messingring angeschraubt, in welchem ein Rohr drehbar steckt. An letzterem ist ein Stab angelöthet, dessen Ende zwischen einer Schraube und Gegenfeder liegt: durch Drehen der Schraube kann man somit dieses Rohr und den in ihm steckenden Spalt in dessen Ebene fein drehen. Ueber den breiten Kopf der Schraube ist eine Schnur ohne Ende gelegt, die an der ganzen Schiene, auf welcher die Camera läuft, über Rollen entlang geführt ist. Man kann so bei jeder Stellung der Camera, während man in ihr das Spectrum beobachtet, mittelst der Schnur den Spalt drehen und ihn genau parallel den Furchen stellen. Das ist nöthig wegen des Astigmatismus der Bilder: es wird ja jeder Punkt des Spaltes zu einer Linie ausgezogen, und diese Linien fallen nur in dem Falle in dieselbe Richtung, d. h. setzen sich zu einer scharfen Linie zusammen, wenn die verschiedenen Punkte des Spaltes in der Richtung über einander liegen, die der Richtung der Furchen entspricht. Ist das nicht der Fall, sondern z. B. wie in Fig. 131 AB die Lage des Spaltes, CD die Lage der Furchen, so wird jeder Punkt des Spaltes durch eine Linie EF abgebildet; die verschiedenen Bilder

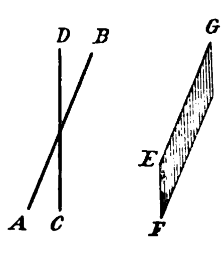


Fig. 131.

1) W. E. Adeney and J. Carson, On the mounting of the large Rowland spectrometer. Dubl. Proc. (2) 8. p. 711—716 (1898).

der Spaltpunkte setzen sich dann zu einer Linie von der Gestalt GF zusammen, d. h. die Linien des Spectrums sind unscharf und gleichzeitig lichtschwächer, als bei paralleler Stellung.

In diesem drehbaren Rohr sitzt endlich ein zweites, welches sich durch Trieb und Zahnstange heraus und hinein bewegen lässt, und welches den Spalt trägt. Seine Bewegung lässt sich an einer Millimetertheilung ablesen.

447. Was nun die Aufstellung des Gitters betrifft, so hat man zuerst die beiden Schienen horizontal unter rechtem Winkel zu befestigen und dafür zu sorgen, dass die obersten Kanten, auf der die Räder rollen, eine gerade Linie bilden. Den rechten Winkel genau einzustellen, ist sehr schwierig, wenn es sich um grosse Gitter handelt. Ames empfiehlt die „3, 4, 5, Regel“, d. h. man solle auf beiden Schienen vom Eckpunkt Strecken 3 und 4 abmessen, dann deren Endpunkte auf den Abstand 5 bringen. Die so zu erreichende Genauigkeit ist aber gering. Ich habe meist über dem Eckpunkt einen Theodoliten aufgestellt, an dessen Axe unten ein Loth befestigt ist; dies wird genau über den Schnittpunkt der beiden Schienen gebracht, und nun die eine so lange gedreht, bis man zwischen ihren Richtungen einen Winkel von 90° misst. Sehr befriedigend ist diese Methode aber auch nicht, ebenso andere, die ich versucht habe.

Die Gradlinigkeit der Schienen habe ich dadurch controllirt, dass ich dicht über ihnen einen Coconfaden scharf gespannt anbringe und nun durch Abfeilen justire, natürlich, nachdem vorher eine rohe Justirung durch die Schrauben erreicht ist, mit welchen die eisernen Schienen auf den Balken befestigt sind. Dann werden die Wagen aufgesetzt, und es wird mittelst empfindlicher Libellen controllirt, ob ihre Axen an jeder Stelle vertical sind.

Ist dann der Querbalken mit Zubehör befestigt, so ist zunächst seine Länge zu justiren. Gitter und Camera sind dazu genau über der Mitte der Axen beider Wagen aufgestellt; um das bequem thun zu können, sind die Axen, als sie abgedreht wurden, durchbohrt worden, und es lassen sich in diese Löcher Metallstäbe stecken, die oben in feine Spitzen auslaufen. Mittelst eines Lothes lässt sich nun die Gitterfläche und die innere Seite einer in die Cassette gelegten Platte genau über die Spitze bringen. Dann wird in die Cassette eine ganz schwarz entwickelte Platte eingelegt, der Deckel aber nicht geschlossen, so dass man die Platte von hinten sieht. In die Gelatinschicht ist etwa 1 cm links von der Mitte ein scharfes Kreuz eingeritzt, ebensoweit rechts von der Mitte ein Stückchen des Glases frei gemacht, und das Glas hier mit ein paar Kratzen versehen. Vor das Kreuz wird auf der Aussenseite der Platte ein kleines total reflectirendes Prisma mit Klebwachs befestigt, so dass man von einer seitlich stehenden Bogenlampe Licht durch das Kreuz auf das Gitter werfen kann. Steht dasselbe ganz richtig, so muss das Bild des Kreuzes an der frei gelegten Stelle des Glases scharf sichtbar sein. Man beobachtet es hier mit einer Lupe, und verändert die Länge des Balkens und die Neigung des Gitters so lange, bis man das Kreuzbild und die Kratzen gleichzeitig scharf hat. Damit ist dann gleichzeitig die Stellung des Gitters justirt.

Bis dahin ist die Camera noch nicht ganz fest gemacht, sondern etwas drehbar; sie ist nun so zu stellen, dass die Plattennormale dem Mittelpunkt des Gitters zugekehrt ist, aber es genügt ungefähre Einstellung. Man kann, wie es Ames angiebt, eine Glasplatte einlegen, in die Nähe des Gitters ein Licht vor dasselbe setzen, und die Camera drehen, bis man den Reflex des Lichtes vom Gitter aus sieht; dann wird sie dauernd befestigt.

448. Steht nun auch der Spalt genau über dem Schnittpunkt der Linien, längs welchen sich die Zapfen der Wagen bewegen, und befinden sich Mitte des Spaltes, des Gitters und der Platte in gleicher Höhe über den Schienen, so sollte man bei jeder Stellung des Querbalkens und Beleuchtung des Spaltes ein scharfes Spectrum auf einer in die Cassette gelegten Platte sehen. Das ist aber im Allgemeinen nicht der Fall, sondern es kommt nun die ziemlich langwierige Arbeit des Justirens. Zuerst ist dafür zu sorgen, dass bei jeder Stellung des Balkens das Spectrum in gleicher Höhe bleibt, d. h. auf der photographischen Platte liegt. Wie die Betrachtungen und Tabellen Runge's zeigen, sind die wirksamsten Mittel, um die Höhe an verschiedenen Stellen verschieden zu beeinflussen, eine Hebung oder Senkung des Spaltes und eine Drehung des Gitters um seine Normale. Misst man nun für zwei verschiedene Stellungen, z. B. für $\lambda = 5000$ in erster und in zweiter Ordnung die fehlerhafte Stellung des Spectrums, so kann man offenbar leicht berechnen, welche Verstellungen des Spaltes und Gitters nöthig sind, um an diesen beiden Stellen das Spectrum in die richtige Höhe zu bringen. Sollte das Spectrum nun noch nicht überall richtig sein, so justirt man für zwei andere Stellen u. s. w. Diese Arbeit wird bei möglichst offenem Spalt vorgenommen, für das Ultraviolett erster Ordnung kann man einen fluorescirenden Schirm benutzen. Die ganze Arbeit geht im Allgemeinen sehr schnell.

Sehr viel schwieriger ist der nächste Schritt, das Spectrum bei allen Stellungen vollkommen scharf zu erhalten. Um dies zu erreichen, haben wir nach der Theorie von Runge 6 Mittel zur Verfügung. Aber einige von ihnen sind practisch nicht verwendbar, nämlich die Veränderung des rechten Winkels und das Herausrücken der Camera. So bleiben 4 Mittel übrig, von denen eins, das Herein- oder Herausschieben des Spaltes für alle Stellungen der Camera gleich stark wirkt. Dies kann man benutzen, um für eine mittlere Stellung das Spectrum scharf zu erhalten, dann wird es im Allgemeinen bei Verschiebung der Camera nach einer Seite, z. B. nach kürzeren Wellen, sich dem Gitter nähern, bei Verschiebung nach der anderen Seite sich vom Gitter entfernen. Man misst nun diese Entfernung wieder für zwei oder drei Stellungen des Querbalkens; das macht man am bequemsten mit Hülfe des mit Millimetertheilung versehenen Spalts, an dem man verstellt, bis das Spectrum scharf ist: dann hätte man das Spectrum um denselben Betrag in entgegengesetzter Richtung verschieben müssen. Die Fehler an zwei Stellungen kann man dann wieder durch zwei der Verstellungen beseitigen, und zwar benutzt man practisch am besten die Verschiebung des Spaltes nach der Platte zu, und die Verschiebung

des Gitters auf dem Querbalken. Man muss gewöhnlich auch diese Justirung mehrere Male wiederholen. Diese Aufgabe ist leicht, so lange es sich um den sichtbaren Theil handelt, aber sie wird recht unangenehm namentlich im Ultraviolett der ersten Ordnung, wo sich die Einflüsse aller Fehler der Aufstellung besonders geltend machen. Hier kostet es immer Spectralaufnahmen, um zu erkennen, ob die Justirung gut ist oder nicht. Namentlich für die kürzesten Wellen aber dauert jede Aufnahme recht lange. Das unangenehmste ist, dass wenn man nun fehlerhafte Einstellung findet, die Platte keinerlei Anzeichen giebt, nach welcher Seite der Fehler liegt und wie gross er ist.

Dieser letztere Umstand aber lässt sich beseitigen in folgender Weise: setzt man dicht vor das Gitter einen Schirm, der zwei Ausschnitte hat, derart, dass der eine die rechte untere, der andere die linke obere Hälfte des Gitters frei lässt, so erhält man bei richtiger Justirung von den beiden wirksamen Theilen des Gitters Spectrallinien, welche genau die Verlängerung von einander bilden, so dass man es dem Spectrum kaum ansieht, dass Theile des Gitters abgeblendet waren. Ist die Einstellung aber nicht exact, so erscheinen die beiden halben Spectrallinien gegen einander verschoben, und zwar ist das Bild, welches die linke Gitterhälfte erzeugt, links sichtbar, wenn das scharfe Spectralbild vor der photographischen Platte nach dem Beobachter zu liegt; dagegen ist dasselbe Bild rechts vom andern sichtbar, wenn das Spectrum scharf hinter der Platte, zwischen ihr und Gitter entworfen wird. Welches Bild von der linken resp. rechten Gitterhälfte entworfen wird, erkennt man sofort an der verschiedenen Höhe der Bilder, indem man berücksichtigt, dass das Bild ein umgekehrtes ist.

Dieser Kunstgriff gestattet nicht nur zu erkennen, ob für richtige Einstellung das Spectrum dem Gitter genähert oder von ihm entfernt werden müsse, sondern auch, wie gross ungefähr die Verschiebung sein müsse: nennen wir nämlich diese Verschiebung x, die horizontale Verschiebung der beiden Linienhälften gegen einander a, den Krümmungsradius des Gitters R, die halbe Gitterbreite b, so zeigt die Figur 132, dass $x : a = R - x : b$, oder da x sehr klein gegen R ist $x = \frac{aR}{b}$.

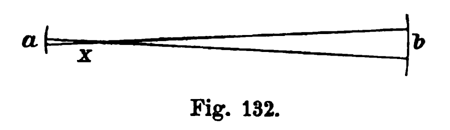


Fig. 132.

Wenn man auf diese oder andere Weise die nöthigen Verschiebungen zur scharfen Einstellung an zwei oder mehreren Stellen ermittelt hat, so kann man wieder unter Benutzung der Runge'schen Tabellen allmählich das Spectrum überall scharf erhalten. Es bleibt dann nur noch übrig, den Spalt genau parallel den Gitterfurchen zu stellen, um die Justirung zu vollenden. Man kann das entweder machen, indem man den Spalt dreht, während man an irgend einer Stelle das Spectrum beobachtet, bis die Linien möglichst scharf erscheinen. Das lässt sich besonders gut machen, wenn man sehr enge feine Liniengruppen beobachtet; hervorragend geeignet ist für diesen Zweck die im

Kohlebogen immer auftretende grüne Bande, deren Kante bei 5165 liegt. Sie zeigt bei tadelloser Einstellung nicht nur die Hauptlinien der Bande zwischen 5160 und 5130 doppelt, sondern zwischen je zwei derselben Gruppen von je drei sehr feinen Linien. Diese pflege ich zur Einstellung zu benutzen.[1]) Man kann auch das Hülfsmittel anwenden, dass man vor den Spalt quer gegen seine Längsrichtung ein Stäbchen hält und dadurch ein Stück des Spaltes abblendet: wegen des Astigmatismus der Bilder laufen die von der oberen und unteren Spalthälfte herrührenden Bilder in Spitzen aus, welche etwas gegen einander verschoben erscheinen, sobald die Stellung des Spaltes nicht richtig ist, und gleichzeitig anzeigen, wie er gedreht werden muss.

449. Mehrfach sind Einrichtungen für Aufstellung des Rowland'schen Gitters beschrieben worden: es sei zuerst die Beschreibung und Abbildung von Eder und Valenta[2]) erwähnt. Als Neuerung bringen sie zwischen Spalt und Gitter ein rechtwinkliges total reflectirendes Prisma an, durch welches man mittelst eines seitlich aufgestellten Fernrohrs den Spalt sehen kann. Dasselbe soll benutzt werden, um zu erkennen, ob das Gitter voll beleuchtet ist durch die vor dem Spalt stehende Lichtquelle. Ich habe es wesentlich bequemer und sicherer gefunden, den Spalt sehr weit zu machen und direct zu sehen, ob das Gitter beleuchtet ist, was allerdings für manche Fälle sehr wichtig ist, wie wir bei Besprechung der Messmethoden sehen werden.

Haga[3]) beschreibt seine Aufstellung, bei welcher die Schienen durch Streifen aus Spiegelglas ersetzt sind, und zwar statt jeder Schiene zwei solche Streifen, auf welchen die Träger von Gitter und Platte gleiten, ohne Räder. Adeney und Carson[4]) haben das Gitter so aufgestellt, dass sie in vollständig hellem Zimmer arbeiten können; dazu muss natürlich Spalt, Gitter und Cassette lichtdicht mit einander verbunden sein, was wegen der nöthigen Verschiebbarkeit des Balkens seine Schwierigkeiten hat. Wie sie die dicht schliessende hölzerne Hülle hergestellt haben, sehe man im Original nach.

450. Die Rowlandsche Anordnung verlangt, dass Spalt, Gitter und Platte stets auf einem Kreise liegen, dass ferner Platte und Gitter einander parallel seien. Rowland verschiebt, um verschiedene Spectra auf der Platte zu erhalten, Platte und Gitter, lässt den Spalt fest. Das erscheint zunächst unzweckmässig, es scheint viel einfacher, nur den leichten Spalt auf dem Kreise herum zu bewegen, Gitter und Platte fest stehen zu lsssen. Rowland hat diese mechanisch in der That viel einfachere Anordnung nicht eingeführt, weil

1) Eine allerdings recht unvollkommene Photographie dieser Bande findet sich bei H. Kayser und C. Runge, Ueber die im galvanischen Lichtbogen auftretenden Bandenspectren der Kohle. Abhandl. d. Berl. Akad. d. Wiss. 1889. Eine ausgezeichnete Photographie in grossem Maassstab hat Rowland veröffentlicht.

2) J. M. Eder und E. Valenta, Ueber die Spectren von Kupfer, Silber, Gold. Wien. Denkschr. **63**. (1896).

3) H. Haga, Eine Aufstellungsweise des Rowland'schen Concavgitters. Wiedem. Ann. **57**. p. 389—393 (1896).

4) W. E. Adeney and Carson, On the mounting of the large Rowland spectrometer. Dublin Proc. (2) **8**. p. 711—716 (1898).

man bei ihr mit dem Spalt die Lichtquelle verschieben muss, und das ist in manchen Fällen, z. B. bei Anwendung von Sonnenlicht, sehr unzweckmässig. In besonderen Fällen aber würde die andere Anordnung einfacher sein, und in der That ist sie mehrfach benutzt worden, so von Abney[1]) bei der Aufnahme des ultrarothen Sonnenspectrums: Camera und Gitter stehen hier fest auf einem Balken. Gerade in der Mitte zwischen ihnen befindet sich ein Zapfen, um den sich ein horizontales Brett dreht, welches am anderen Ende auch einen Zapfen trägt, in einem Abstand von dem ersten, welcher gleich dem halben Krümmungsradius des Gitters ist. Um diesen zweiten Zapfen dreht sich ein Brett, welches ein Rohr mit Spalt trägt. Der Spalt befindet sich genau über dem Zapfen. Das Rohr wird mit der Hand stets nach dem Gitter hin gerichtet, doch würde man offenbar zweckmässiger die Erhaltung dieser Richtung in einfacher mechanischer Weise erreichen können.

Wenn man auf das Sonnenspectrum verzichtet und nur die Spectra künstlicher Lichtquellen untersuchen will, die ja meist leicht beweglich gemacht werden können, — z. B. durch Aufstellung auf einem Tisch mit Rädern, — so würde ich unter allen Umständen die Abney'sche Aufstellung anrathen, bei der es sehr viel leichter ist, den Apparat dauernd justirt zu halten. Bei grossen Gittern würde man dazu Gitter und Camera ganz getrennt fest auf zwei isolirten Pfeilern aufstellen, die sich im Abstand des Krümmungsradius befinden. In der Mitte zwischen ihnen befindet sich als Drehpunkt für den Spalt ein Zapfen, auf den das eine Ende eines Balkens von der Länge des halben Krümmungsradius gesteckt ist, dessen anderes Ende mit ein paar Rädern versehen ist und auf einer halbkreisförmigen Schiene oder Brett rollt und den Spalt trägt. Der Spaltträger könnte auch auf einem Zapfen sitzen, einen Arm haben, von welchem ein Draht ausgeht, der über eine Rolle gerade unter der Gittermitte läuft und durch ein angehängtes Gewicht gespannt ist. Dann würde automatisch der Spalt stets auf das Gitter zu gerichtet bleiben.

Es versteht sich von selbst, dass wenn man auf normale Spectren verzichtet, man die Stellen von Platte und Spalt vertauschen kann. Das kann von Nutzen sein, wenn man statt der Platte z. B. ein Radiometer für ultrarothe Wellenlängen benutzt, welches eine feste Aufstellung verlangt. So verfährt z. B. Lewis.[2])

Ganz ähnlich ist die Einrichtung von Higgs[3]), welche Hale beschreibt, nur scheint hier die Stellung des Spaltes dadurch bestimmt worden zu sein, dass derselbe sich auf einem hölzernen kreisförmigen Bogen bewegen musste. Sehr zweckmässig scheint es, dass Higgs es dem Beobachter ermöglicht, durch Schnüre von seinem Platz an der Platte aus alle Justirungen vorzunehmen.

---

1) W. de W. Abney, The solar spectrum from λ 7150 to $\varkappa$ 10000. Phil. Trans. **177**, II. p. 457—469 (1886).

2) E. P. Lewis, The measurement of some standard wave-lengths in the infra-red spectra of the elements. Astrophys. J. **2**. p. 1—25, 106—108 (1895).

3) G. E. Hale, The spectroscopic investigations of Mr. George Higgs. Astron. Astrophys. **13**. p. 151—153 (1894).

Wieder etwas anders ist eine Einrichtung von Waterhouse.[1]) Derselbe verbindet auch den Mittelpunkt D zwischen Gitter B und Platte C mit dem Spalt A (siehe Fig. 133) durch eine Stange von der Länge $\frac{\varrho}{2}$. Aber er will vermeiden, dass das einfallende Licht seine Richtung ändere, wie bei Abneys Aufstellung; er dreht daher den Balken CB um den Punkt B, wodurch der Spalt gezwungen wird, auf AB hin und her zu gleiten. Das Licht fällt dabei stets in der Richtung AB ein. Der Apparat ist offenbar so schlecht, wie möglich, es ist nichts mehr fest.

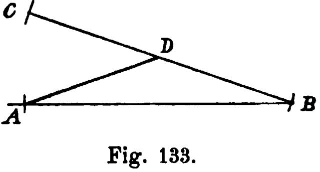


Fig. 133.

Bei der Rowland'schen Aufstellung benutzt man nur die Spectren der einen Seite, und zwar die, welche zwischen Spalt und directem Bild gelegen sind. Rizzo[2]) hat nun bei einem Gitter auch das entsprechende Spectrum auf der anderen Seite des directen Bildes photographirt und findet, dass es grössere Dispersion habe und lichtstärker sei, daher viel besser. Das erste ist selbstverständlich, da wir ja gewöhnlich die Stellung benutzen, die dem Minimum der Dispersion entspricht und daher ein normales Spectrum liefert. Aus letzterem Grunde ist also die gewöhnliche Stellung weit vorzuziehen, namentlich da mit der grösseren Dispersion nicht grössere auflösende Kraft verbunden ist. Was die grössere Lichtstärke betrifft, so scheint mir, dass es sich nur um eine zufällige Eigenschaft des benutzten Gitters handeln kann, welches gerade unter dem von Rizzo in der zweiten Stellung benutzten Beugungswinkel hellere Spectra geben mag. Wenigstens sehe ich keinen theoretischen Grund für Vorzüge der zweiten Stelle.

451. Von Wadsworth[3]) sind zahlreiche Constructionen vorgeschlagen worden, welche den Zweck haben, die Richtung der in das Spectroscop einfallenden und der aus ihm austretenden Strahlen unverändert zu erhalten, trotzdem man verschiedene Spectra beobachtet. Solche Apparate, welche Wadsworth „fixed-arm spectroscopes" nennt, sind mit Concavgittern schwer herzustellen, weil ja bei diesen bei jeder Aenderung des beobachteten Spectrums auch der Abstand vom Gitter sich ändert, in welchem das Bild scharf entworfen wird. Die verschiedenen Formen, welche Wadsworth durch Benutzung von Reflexion der Strahlen erhält, haben im Wesentlichen wohl nur für astronomische Zwecke Bedeutung und sollen daher nicht an dieser Stelle besprochen werden. Dagegen wollen wir die Lösung, die Wadsworth[4]) für die Benutzung eines Vergleichsprismas mit dem Concavgitter nach Sirks ge-

1) J. Waterhouse, Spectrum photography with Rowland's concave diffraction gratings. Mem. Spettr. Ital. **18**. p. 14—16 (1889).

2) G. B. Rizzo, Una vantaggiosa dispozisione sperimentale per lo studio degli spettri di diffrazione dei reticoli concavi. Atti accad. di Torino **34** (1899).

3) F. L. O. Wadsworth, Fixed arm concave grating spectroscopes. Astrophys. J. **2**. p. 370—382 (1895).

4) F. L. O. Wadsworth, The modern spectroscope. Astrophys. J. **3**. p. 47—62 (1896).

geben hat, hier anschliessen. Er findet, dass sich das nur machen lässt, wenn man den Spalt sich in der von Abney benutzten Weise bewegen lässt. Sei in Fig. 134 G das Gitter, O das Ocular oder die photographische Platte, s der Spalt, der sich um den Mittelpunkt Q zwischen Gitter und Platte dreht. Der Umdrehungsradius muss gleich dem halben Krümmungsradius des Gitters sein. Nach Sirks muss dann die Lichtquelle oder das Vergleichsprisma sich auf der Linie Or′ bewegen, welche senkrecht zu GO steht, und an dem Durchschnitts-

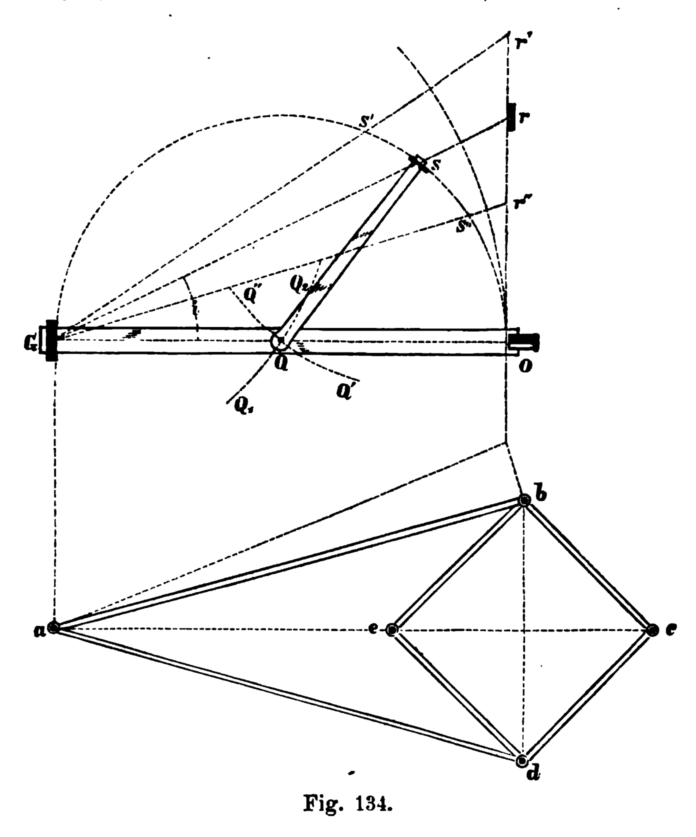


Fig. 134.

punkt dieser Linie mit der Verlängerung von Gs liegen. Denn dann ist, wie die Theorie ergab,

$$\overline{Gs} = 2\,GQ\cos i = \varrho\cos i \text{ und } \overline{Gr} = \frac{\varrho}{\cos i}, \text{ oder } sr = \overline{Gr} - \overline{Gs} = \frac{\varrho}{\cos i} - \varrho\cos i.$$

Um dem Vergleichsprisma die richtige Bewegung zu geben, muss es sich so bewegen, dass nach den bekannten geometrischen Eigenschaften des Kreises $\overline{Gs} \times \overline{Gr} = \overline{GO}^2 = \varrho^2 =$ Const. Diese Bedingung wird aber durch verschiedene bekannte mechanische Vorrichtungen erfüllt, z. B. durch die in Fig. 134 unten dargestellte von Peaucellier. Bei ihr ist $ae \times ac = ab^2 - be^2$, und dies muss daher gleich ϱ^2 sein. Setzt man also das Prisma oder die Lichtquelle auf c, so hat man die Punkte e und a drehbar mit s und G zu verbinden. Wadsworth führt dann weiter aus, dass man nun von den drei angegebenen Punkten

einen festlegen kann, die beiden anderen beweglich machen, und dass man so verschiedene Formen des Apparates erhält; wir wollen ihm aber in dies Detail nicht weiter folgen.

452. Während bei allen bisher erwähnten Benutzungen des Concavgitters dessen wichtigste Eigenschaft, ohne alle Linsen zu arbeiten, bewahrt blieb, kann es in einzelnen seltenen Fällen zweckmässig erscheinen, das Gitter anders zu verwerthen. So haben Runge und Paschen[1]) es mit einem grossen Collimatorrohr verwandt, also paralleles Licht auffallen lassen; dann liegen die Spectra auf einem Kreise, dessen Durchmesser die Verbindungslinie zwischen Gitter und Brennpunkt ist. Die Dispersion wird dadurch freilich auch verringert, aber natürlich nicht die Reinheit, und die Lichtstärke wächst auf das Vierfache. Ferner sind die Bilder nicht astigmatisch, und das Gitter beansprucht einen viel kleineren Raum zu seiner Aufstellung.

VIERTER ABSCHNITT.

Stufengitter.

453. Ein ganz eigenthümliches Gitter ist von Michelson[2]) construirt worden. Er geht von der Ueberlegung aus, dass die auflösende Kraft eines Gitters proportional ist m n, d. h. der Ordnung des benutzten Spectrums und der Zahl der Furchen. Gewöhnlich sucht man das Auflösungsvermögen zu steigern, indem man möglichst viele Furchen zieht, n gross macht, aber in niedrigen Ordnungen m beobachtet. Das ist im Allgemeinen nothwendig, weil nur die niedrigen Ordnungen genügend lichtstark sind, und weil sie weniger von höheren Ordnungen überlagert werden. Wenn man aber bei einem Reflexionsgitter den Furchenabstand sehr gross machte, und nun etwa im Spectrum hundertster Ordnung beobachten wollte, so müsste man die Gitterconstante etwa von der Ordnung von 100 λ machen, also etwa 20 Furchen pro mm ziehen. Das betreffende Spectrum würde dann sehr lichtstark sein. Practisch würde die Herstellung wohl an der Schwierigkeit scheitern, die Furchen von genügend grosser und gleicher Tiefe zu ziehen, und Michelson hat daher einen anderen Weg einzuschlagen versucht. Wenn man genau planparallele und gleich dicke Glasplatten so anordnet, wie es Fig. 135 zeigt, so würde deren Oberfläche ein brauchbares Gitter darstellen. Die Platten sind nun unschwer herzustellen; wenn man sie aber aufeinander schichtet, bleiben wegen der unvermeidlichen Staubtheilchen verschieden dicke Luftschichten zwischen ihnen, die den Ab-

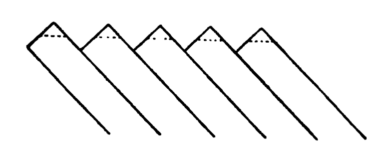


Fig. 135.

1) F. Runge und F. Paschen, Ueber die Serienspectra der Elemente Sauerstoff, Schwefel und Selen. Wied. Ann. **61**. p. 641—686 (1897). Vergl. dazu F. L. O. Wadsworth, Astrophys. J. **3**. p. 56—59 (1896).

2) A. A. Michelson, The echelon spectroscope. Astrophys. J. **8**. p. 36—47 (1898), und Sur le spectroscope à échelons. J. de Phys. (3) **8**. p. 305—314 (1899).

stand der Furchen variabel und damit den Apparat werthlos machen. Michelson schlägt daher einen anderen Weg ein, indem er ein sogen. Echelon spectroscop, was wir mit Stufenspectroscop übersetzen können, construirt. Es besteht aus planparallelen gleich dicken Glasplatten, die, wie Fig. 136 zeigt, auf einander geschichtet werden. Jede folgende Platte ist um denselben Betrag kürzer gegen die vorhergehende. Fällt etwa paralleles Licht senkrecht auf die erste Platte auf, so werden die Strahlen, die nur in der ersten Platte das Glas zu durchlaufen haben, mit einer bestimmten Phase austreten. Das Bündel, welches auch noch durch die zweite Platte geht, erhält gegen das erste einen Gangunterschied, da ein Theil des Weges in Glas statt in Luft durchlaufen wird; das dritte Bündel erhält den gleichen Gangunterschied gegen das zweite, also den doppelten gegen das erste, u. s. w. Von Stufe zu Stufe ändert sich jedesmal der Gangunterschied je nach der Dicke des Glases und je nach dem

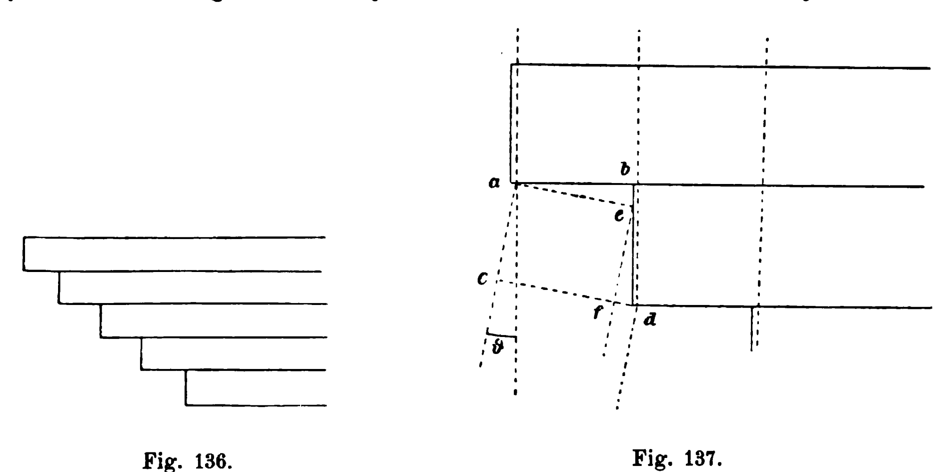


Fig. 136. Fig. 137.

Brechungsexponent um einige hundert oder tausend Wellenlängen. Beträgt der Gangunterschied etwa 1000 λ, so ist das erste Spectrum, welches wir beobachten, das tausendster Ordnung.

Es ist erstaunlich, wie wenige Stufen genügen, um das Gitter in Bezug auf die auflösende Kraft gleichwerthig oder überlegen den grössten Rowland-schen Gittern zu machen. Michelson führt folgende Rechnung durch: Sei in der Fig. 137 eine Stufe dargestellt; sei $ab = s$ die Breite einer solchen, $bd = t$ die Höhe. Wir beobachten unter dem Beugungswinkel ϑ. Ist m die Ordnung, in der wir beobachten, so muss zwischen den Randstrahlen eines Gitterintervalls der Gangunterschied $m\lambda$ vorhanden sein. Fällen wir von d das Loth dc, so muss also zwischen den Strahlen bd und ac ein Gangunterschied von $m\lambda$ vorhanden sein, d. h. wenn wir den Brechungsexponent des Glases mit μ bezeichnen: $m\lambda = \mu bd - ac$, oder da $ac = bf - be = t\cos\vartheta - s\sin\vartheta$: $m\lambda = \mu t - t\cos\vartheta + s\sin\vartheta$. Da ϑ sehr klein ist, können wir $\cos\vartheta = 1$ setzen, $\sin\vartheta = \vartheta$, also

$$(1) \qquad m\lambda = (\mu - 1)\,t + s\vartheta$$

Um die Dispersion zu finden, bilden wir den Differentialquotienten

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{1}{s}\left(m - t\frac{d\mu}{d\lambda}\right),$$

oder wenn man m ersetzt durch den angenäherten Werth $m = (\mu - 1)\frac{t}{\lambda}$:

$$(2) \qquad \lambda\frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{t}{s}\left[(\mu - 1) - \lambda\frac{d\mu}{d\lambda}\right] = b\frac{t}{s}.$$

Um das Auflösungsvermögen zu finden, berechnet Michelson den Werth $\varepsilon = \frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{s\,d\vartheta}{b\,t}$ nach (2). $d\vartheta$ aber ist nach der Gittertheorie gleich der Wellenlänge durch die Breite des Strahlenbündels, also $d\vartheta = \frac{\lambda}{n\,s}$, falls n Stufen vorhanden sind, also

$$(3) \qquad \varepsilon = \frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{b\,n\,t}.$$

Um den Abstand der Spectra verschiedener Ordnung zu finden, differenziren wir (1) nach m: $\frac{d\vartheta}{d\,m} = \frac{\lambda}{s}$, oder indem wir $d\,m = 1$ setzen, um den Abstand benachbarter Spectra zu erhalten,

$$(4) \qquad d\vartheta_1 = \frac{\lambda}{s}.$$

Der zugehörige Werth von $\varepsilon_1 = \frac{d\lambda}{\lambda}$ findet sich, indem wir (4) in (2) einsetzen

$$(5) \qquad \varepsilon_1 = \frac{\lambda}{b\,t}.$$

Vergleichen wir (3) mit (5), so findet sich: die Grenze der Auflösung ist gleich $\frac{1}{n}$ des Abstandes zweier Spectra. Die Spectra verschiedener Ordnung einer Linie liegen also sehr nahe neben einander. Will man z. B. die Breite der D-Linien in einer Natriumflamme studiren, so lagern sich die Bilder benachbarter Ordnungen über einander, sobald die Breite der Linie von der Ordnung $\frac{\lambda}{b\,t}$ wird. Ist z. B. $t = 7$, so ist $\varepsilon = \frac{1}{7000}$, und es ist daher nicht möglich, Linien isolirt zu sehen, deren Breite grösser als $\frac{1}{14}$ des Abstandes $(D_1 - D_2)$ ist. Daher müsste man also t möglichst klein machen.

Das Auflösungsvermögen $r = \frac{1}{\varepsilon} = \frac{\lambda}{d\lambda}$ ist nun aber proportional zu $n\,t$; um es möglichst gross zu machen, muss man also entweder t, die Höhe jeder Stufe, oder n möglichst gross machen. Wegen der Lichtverluste durch Reflexion ist man practisch für n an die Grenzen 20—35 gebunden. Michelson hat 3 Apparate gebaut, bei denen t 7, 18 und 30 mm beträgt, und n zwischen jenen Grenzen liegt. Ihr Auflösungsvermögen m n berechnet sich leicht angenähert zu r = 210 000, 540 000, 900 000, wenn man n = 30 setzt, und

$m = (1{,}5 - 1)\frac{t}{0{,}0005}$. Man kann also mit diesen Gittern noch Linien trennen, deren Abstand $\frac{1}{200}, \frac{1}{500}, \frac{1}{900}$, des Abstandes der D-Linien beträgt.

Das Gesetz der Intensitätsvertheilung ist nach der gewöhnlichen Formel $A = \int_{-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} c \cos p\chi \, d\chi$ zu ermitteln, wo $p = \frac{2\pi\vartheta}{\lambda}$; es findet sich:

$J = A^2 = \frac{\sin^2 \pi \frac{s}{\lambda} \vartheta}{(\pi \frac{s}{\lambda} \vartheta)^2}$ bis auf einen constanten Factor. Die Intensität wird Null für $\pm \vartheta = \frac{\lambda}{s}$. Der Winkelabstand der beiden Minima ist also gleich dem Winkelabstand $d\vartheta_1$ der Spectren benachbarter Ordnungen nach (4), und es ist daher im Allgemeinen eine Linie in zwei Ordnungen gleichzeitig sichtbar, aber keine hat dann die maximale Intensität. Durch eine leichte Drehung des Gitters kann man aber die eine Linie in die Mitte des Maximum bringen; dann fällt die andere in ein Minimum und verschwindet.

Der Hauptmangel des Instrumentes ist die grosse Nähe der Spectren verschiedener Ordnungen. Bei Spectren mit mehreren Linien muss man daher unbedingt das Licht vor Eintritt in den Gitterapparat schon zerlegen durch ein Prisma oder eine der complicirteren Vorrichtungen, die zur Herstellung monochromatischen Lichtes erfunden sind (siehe § 528 und § 560), und nur die zu untersuchende Wellenlänge auf den Spalt gelangen lassen. Wir sahen oben, dass dieser Uebelstand verringert wird mit t, der Höhe der Stufen; aber man kann die Glasplatten nicht wohl dünner als 5—7 mm machen.

Michelson theilt nun Ideen zur weiteren Vervollkommnung des Apparates mit, die aber noch nicht probirt sind. Bringt man das Stufengitter in Wasser, statt in Luft, so wird Gleichung (2)

$$\frac{\lambda d\vartheta}{d\lambda} = \frac{t}{s}\left[\frac{1}{\mu_1}(\mu - \mu_1) - \lambda\frac{d(\mu - \mu_1)}{d\lambda}\right] = c\,\frac{t}{s},$$

wo μ_1 den Brechungsexponenten des Wassers bedeutet. Ebenso werden die anderen Gleichungen:

$$\frac{d\vartheta}{dm} = \frac{\lambda}{\mu_1 s}, \quad \varepsilon = \frac{\lambda}{n c t}, \quad \varepsilon_1 = \frac{\lambda}{c t}.$$

Die Grenze des Auflösungsvermögens ist also auch in Wasser $\frac{1}{n}$ des Abstandes zweier Spectren, aber dieser Abstand ist gegen den, welcher in Luft vorhanden ist, vergrössert im Verhältniss c:b. Dies Verhältniss wird für Wasser — Luft etwa 3,55. Es wäre dadurch noch nichts gewonnen; da aber der Lichtverlust bei der Reflexion Wasser — Glas viel kleiner ist, als bei der Luft — Glas, so kann man die Zahl der Platten so weit vermehren, bis die ursprüngliche auflösende Kraft r wiederhergestellt ist, während der Ge-

winn der grösseren Winkeltrennung bestehen bleibt. Gleichzeitig ist die nöthige Genauigkeit der Platten 3,55 Mal kleiner geworden. Aber hier würde der neue Uebelstand eintreten, dass eine so dicke Wasserschicht manche Wellenlängen schon sehr stark absorbirt. Daher kommt Michelson zu seiner ersten Idee des Reflexionsgitters zurück. Er meint, die Aufgabe werde sich so lösen lassen: Man stellt 20 bis 30 gleich dicke Platten her, kittet sie zusammen und schleift daraus einen Stab von rechteckigem Querschnitt mit planparallelen Flächen. Man löst dann den Kitt, und hat lauter identische Platten. Man stellt sie dann auf einer schrägen ebenen Glasplatte auf (Fig. 138). Wenn jetzt zwischen den Glasplatten verschieden dicke Luftschichten vorhanden sind, so wird gleichzeitig entsprechend die Höhe der Stufen verschieden, wodurch eine Compensation eintritt. Michelson denkt, es würde sogar möglich sein, mit Hülfe seines Interferometers die Höhe jeder einzelnen Platte zu justiren. Vielleicht würde das in der That einem im Gebrauche des Instrumentes so geübten und so hervorragend geschickten Arbeiter, wie Michelson ist, gelingen, ich glaube aber kaum, dass von einem anderen nach diesem Plane ein Instrument gebaut werden könnte.[1])

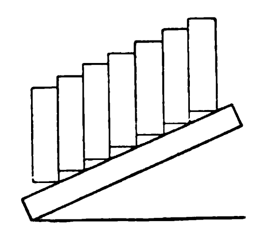


Fig. 138.

1) Ch. P. Butler, Nat. 59. p. 607—609 (1899) theilt mit, dass A. Hilger in London Stufengitter für den Handel herstellt, der Preis beträgt etwa 400 Mk.

KAPITEL V.

DIE SPECTROSCOPISCHEN APPARATE.



ERSTER ABSCHNITT.

Construction der Spectroscope.

454. Nachdem wir im Vorhergehenden die beiden dispergirenden Apparate, Prisma und Gitter, besprochen haben, wenden wir uns zur Beschreibung der Spectralapparate, und zwar soll zuerst ihre Construction besprochen werden, nachher aber ihre Leistungen, und die theoretischen Gesichtspunkte, welche bei der Construction zu leiten haben.

Die ersten Spectralbeobachtungen von Newton waren noch ganz ohne eigentlichen Apparat angestellt: Durch ein Prisma beobachtete er direct die Lichtquelle, oder liess ein Strahlenbündel durch das Prisma auf einen Schirm fallen. Es ist klar, dass dabei das Spectrum im höchsten Grade unrein sein muss, und so war denn auch Newton's Spectrum in der Mitte weiss, nur an den Rändern gefärbt. Daher führte schon Newton die bedeutende Verbesserung ein, dass er hinter das Prisma (oder mit dem gleichen Erfolg vor dasselbe) eine Linse stellte, welche jedes Lichtbündel von bestimmter Richtung, d. h. bestimmter Farbe, zu einem Bilde der Lichtquelle vereinigt (Figur 139). Die Trennung der verschiedenen Farben von einander wird nun um so vollkommener sein, je schmaler die einzelnen farbigen Bilder sind, weil dann desto mehr in dem farbigen spectralen Bande neben einander Platz haben, ohne über einander zu greifen. Die Bilder der Lichtquelle werden um so schmaler, je schmaler die Quelle selbst ist, und je weiter sie von dem Prisma und der Linse entfernt ist. Daher nahm Fraunhofer[1]) als Quelle einen Spalt von 0,07 Zoll und stellte sein Prisma in einer Entfernung von 692 Fuss, bei Versuchen mit Sonnenlicht nur in 24 Fuss Entfernung auf. Er erhielt dadurch so reine Spectren, als sie mit einem Prisma möglich sind. Das Prisma war vor einem Theodolit drehbar aufgestellt, so dass er die Ablenkung für die einzelnen Farben oder Fraunhofer'schen

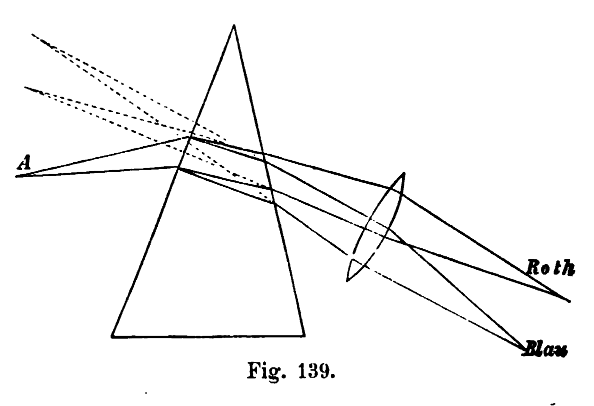


Fig. 139.

1) J. Fraunhofer, Gilbert's Ann. **56**. p. 264—313 (1817).

Linien bestimmen konnte. Den Apparat Fraunhofer's giebt Fig. 140 wieder. Derselbe zeigt noch eine zweite Vervollkommnung gegenüber Newton, indem das Spectrum, welches die hinter dem Prisma befindliche Linse entwirft, durch eine Lupe vergrössert betrachtet wird; Linse und Lupe sind natürlich zu einem Fernrohr vereinigt. Am Ocular des Apparates hängt in der Figur noch eine kleine Lampe, welche das Fadenkreuz beleuchtet.

Das Bild der Lichtquelle, des Spaltes, erhält seine kleinste Breite, wenn die Quelle in der Unendlichkeit liegt. Das war bei der Anwendung Fraunhofer's auf die Spectra der Sterne in der That erreicht, und zur Untersuchung der Sternspectra wird ja noch heute diese einfache Combination von Fernrohr

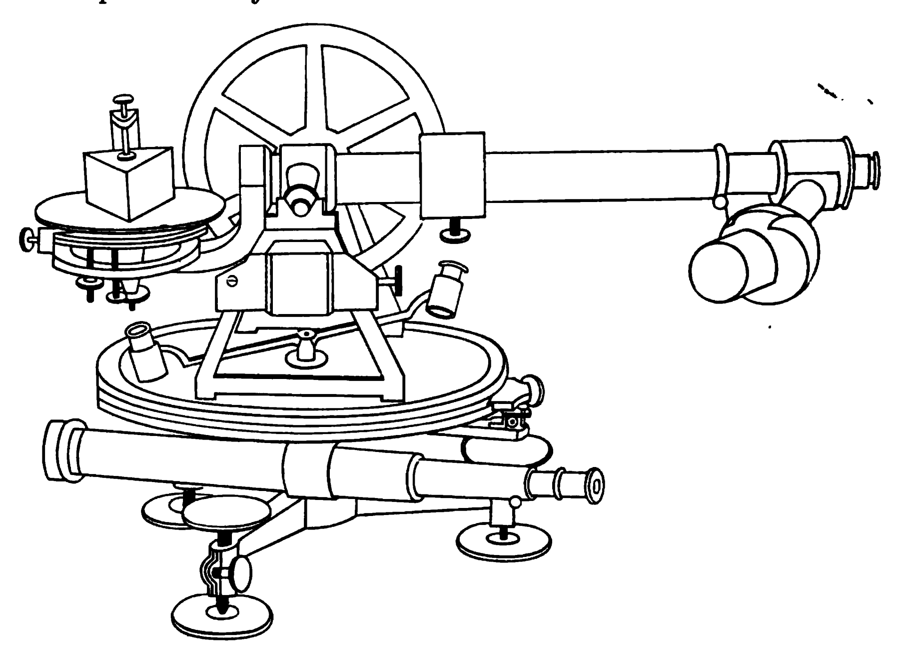


Fig. 140.

und „Objectivprisma" mit dem grössten Erfolge verwandt. Für irdische Lichtquellen aber wird mit wachsender Entfernung der Lichtquelle auch die Lichtstärke unter das erlaubte Maass sinken. In Wahrheit kommt es nun gar nicht auf die Entfernung der Lichtquelle an, sondern auf die Richtung der von ihr ausgehenden Strahlen: Dieselben müssen parallel sein, damit das Bild in der Focalebene der Linse entworfen werde. Das können wir aber auch erreichen, indem wir den Spalt in die Brennebene einer zwischen Spalt und Prisma eingeschalteten Linse setzen. Dieser Gedanke scheint zuerst von Babinet durchgeführt worden zu sein: Arago[1]) überreichte 1839 der Pariser Akademie ein Goniometer von Babinet, bei welchem derselbe an Stelle der sonst gebrauchten sehr weit entfernten Marke ein Fadenkreuz im Focus einer Linse anwendet. Der Name Collimator findet sich zuerst in einer im folgenden Jahre erschienenen

1) Arago, C. R. 8. p. 710 (1839).

Arbeit von **Simms**[1]), der zur Bestimmung von Brechungsexponenten mit dem Goniometer dasselbe mit dem heute üblichen Rohr versah, bei dem sich ein Spalt in der Brennebene der Linse befindet. Die Wichtigkeit dieser Verbesserung des Goniometers scheint aber nicht so schnell verstanden oder bekannt geworden zu sein, denn noch lange nachher sehen wir Instrumente ohne Collimator in Gebrauch, und er scheint noch mehrere Male neu erfunden worden zu sein.

Es war damit das Spectrometer in die Gestalt gelangt, welche es noch heute hat: auf einen getheilten Kreis stellt man das Prisma; um die Axe des Kreises lassen sich Collimator und Fernrohr drehen, und es lassen sich die Drehungswinkel messen.

455. Bevor wir zur ausführlicheren Beschreibung des Instrumentes kommen, mögen noch einige ältere und wenig zweckmässige Formen kurz erwähnt werden: **Matthiessen**[2]) hat einen Apparat construirt, welchen er Lentiprisma nennt. Eine Abbildung des Instrumentes zeigt Fig. 141. Auf das Prisma A ist eine Cylinderlinse gekittet, deren Axe parallel der brechenden

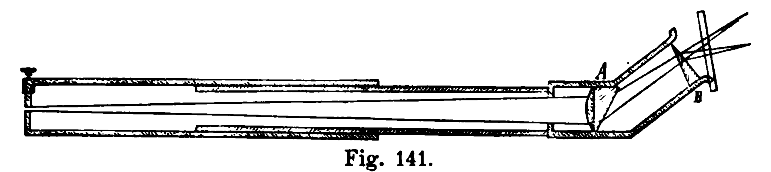


Fig. 141.

Kante steht, und deren Brennweite 45 cm betrug. Sie entwirft reelle Bilder des Spaltes. Das kleine Prisma B hat den Zweck, das Instrument etwas mehr gradsichtig zu machen. Zwischen B und das Auge des Beobachters konnte noch eine rothe oder blaue Glasscheibe eingeschaltet werden, wenn man die Enden des Spectrums beobachten wollte. **Matthiessen** soll mit diesem offenbar sehr lichtstarken, aber schwach dispergirenden Instrument eine gute Zeichnung des Sonnenspectrums angefertigt haben und ziemlich weit im Ultraroth und Ultraviolett gesehen haben.

Mousson[3]) schlägt zu Spectralbeobachtungen ein Instrument vor, welches aus einem Papprohr besteht, an dessen einem Ende sich ein primitiver Spalt befindet, an dem anderen Ende eine Oeffnung für das Auge; dicht vor dem Auge im Innern des Rohres sitzt drehbar das Prisma, welches nach Bedarf z. B. auch unter streifendem Einfall benutzt werden kann.[4])

---

1) W. H. **Simms**, On the optical glass of the late Dr. Ritchie. Mem. Roy. Astron. Soc. **11.** p. 165–170 (1840).

2) **Adolphe Matthiessen**, Mémoire sur le spectre solaire optique; sur le lentiprisme perfectionné; etc., C. R. **19.** p. 112 (1844). Siehe auch Cosmos **2** p. 497—498 (1845).

3) A. **Mousson**, Résumé de nos connaissances sur le spectre, Arch. sc. phys. et nat. (2) **10.** p. 221—258 (1861), auch Poggend. Ann. **112** p. 428—441 (1861).

4) R. Th. **Simmler**, Pogg. Ann. **115.** p. 242—266, 425—451 (1861) hat ein analoges Instrument. Aehnliche primitive Apparate sind auch später von neuem empfohlen, z. B. von **Hering**, von **Maschek** (Zs. f. analyt. Chem. **26.** p. 124—125 (1887), von **Braham** (Report Brit. Ass. 1889. p. 544).

Rexroth[1]) will dem Spectroscop die Gestalt eines Microscops geben. Fig. 142 giebt eine Skizze seines Instrumentes: ABC ist ein gebrochenes Collimatorrohr mit Spalt, total reflectirendem Prisma und Linse. Das Licht fällt dann auf einen Spiegel D, geht durch das Prisma E und gelangt ins Fernrohr F. G ist ein Rohr mit Vergleichsscala.

Der erste Apparat von Kirchhoff und Bunsen[2]) war zwar vollkommen richtig und brauchbar construirt, aber mit sehr primitiven Mitteln; Fig. 24

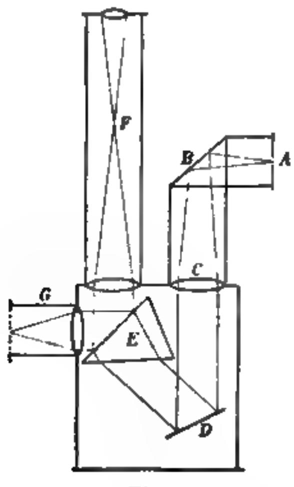


Fig. 142.

Fig. 143.

in § 79 ist eine Reproduction der Abbildung: das Prisma F von Schwefelkohlenstoff befindet sich in einem Kasten A; es ist mittelst des Armes H drehbar, und an dem mit ihm verbundenen Spiegel G kann mittels Fernrohres die Drehung abgelesen werden. B und C sind Collimator und Fernrohr, die in den Kasten hineinragen.

456. Für seine Zwecke vollkommen, und daher noch heute unverändert benutzt, war der kurz darauf[3]) von Kirchhoff und Bunsen für chemische Zwecke construirte Spectralapparat, der in Fig. 143 in der Ausführung von Steinheil abgebildet ist. Das Collimatorrohr A ist fest mit dem Gestell verbunden, das Fernrohr B entweder auch, wenn man ein Prisma von schwach dispergirender Substanz hat, oder es ist drehbar. Das Prisma P ist fest aufgestellt, so dass eine Farbe von mittlerer Wellenlänge unter dem Minimum der Ablenkung durchgeht. Sehr schön ersonnen war die Methode, schnell angenäherte Bestimmungen über die Lage der Spectrallinien zu machen; dazu ist am Fusse noch ein drittes Rohr, das Scalenrohr C, befestigt. Es trägt an dem dem Prisma abgewandten Ende eine feine Theilung S, die durchsichtig auf

1) H. Rexroth, Spectroscope neuer Construction. Zs. f. analyt. Chem. **3**. p. 443—445 (1864).

2) G. Kirchhoff und R. Bunsen, Chemische Analyse durch Spectralbeobachtungen. Pogg. Ann. **110**. p. 161—189 (1860).

3) G. Kirchhoff und R. Bunsen, Kleiner Spectralapparat zum Gebrauch in Laboratorien. Zs. f. analyt. Chem. **1**. p. 139—140 (1862).

schwarzem Grunde ist, jetzt auf photographischem Wege hergestellt wird.[1]) Sie befindet sich in der Brennebene einer am anderen Ende des Rohres befestigten Linse. Die Scala wird durch ein davor gesetztes Licht beleuchtet, und das Rohr so gestellt, dass die von ihm ausgehenden parallelen Strahlenbündel an der zweiten Prismenfläche in der Richtung der aus dem Prisma austretenden Strahlen reflectirt werden. Da das Beobachtungsfernrohr auf Unendlich eingestellt ist, so sieht man zugleich mit dem Spectrum ein scharfes vergrössertes Bild der mit Zahlen versehenen Scala auf dem Spectrum liegend und kann leicht ablesen, welchem Scalentheil jede Linie entspricht. Für denselben Apparat bleiben die Ablesungen natürlich dauernd unverändert, sie ändern sich aber von Apparat zu Apparat. Wie man versucht hat, auch hier Uebereinstimmung zu erzielen, wollen wir besprechen, wenn wir zu den Messmethoden kommen. (Siehe § 635.)

457. Eine von dem speciellen Apparat unabhängige absolute Bestimmung einer Spectrallinie lässt sich aber nur erhalten, indem man die Wellenlänge derselben ermittelt. Dazu gehört, wenn man mit Prismen arbeitet, dass man den Brechungsexponenten für die betreffende Linie bestimmt, der dann in Verbindung mit der Cauchy'schen Dispersionsformel des Prismas die Wellenlänge ergiebt. Es ist daher an einen solchen Apparat der Anspruch zu stellen, dass er mit möglichster Genauigkeit die Winkel der Ablenkung zu messen gestatte, und wenn diese Bedingung erfüllt ist, nennt man ihn Spectrometer.

Von den älteren Apparaten dieser Art wären vor allem die von Meyerstein[2]) zu nennen, welche wenigstens in Deutschland schon früh eine weite Verbreitung gefunden haben, und sich gegenüber den neueren Apparaten durch merkwürdig unzweckmässige Construction auszeichnen, ebenso durch die Fehlerhaftigkeit der Theilkreise. Ich will daher bei ihnen nicht verweilen. Ein in den Constructionsprincipien vortreffliches Instrument ist von Lang[3]) angegeben worden, und ich glaube, es hat im Wesentlichen allen späteren Instrumenten zum Vorbild gedient. Ich will hier nicht das erste vom Mechaniker Eiss gebaute Spectrometer dieser Art beschreiben, sondern eine noch etwas bessere Construction von Wanschaff[4]) in Berlin, deren Durchschnitt Fig. 144 zeigt. Auf einem festen eisernen Fuss mit Stellschrauben ist eine Stahlaxe befestigt. Um dieselbe drehen sich zwei Theile, nämlich der Conus A, an welchem unten der getheilte Kreis B und oben ein Arm C sitzt, welcher das

---

1) Diese Scalen wurden in der ersten Zeit ausschliesslich von Salleron et Ferrier in Paris hergestellt; ich weiss nicht, ob das auch heute noch der Fall ist.

2) Eine kurze Beschreibung des Instrumentes giebt Voit, Ueber Spectralapparate, Repert. f. physik. Technik **1**. p. 65—102 (1866), wo sich Beschreibung und Zeichnung vieler älterer Apparate vorfindet. Eine Zeichnung befindet sich im 9. Bande derselben Zeitschrift, p. 404—406 (1870).

3) F. Müller, Das Lang'sche Spectrometer. Repert. f. physik. Technik **16**. p. 250—251 und p. 388 (1880).

4) H. Kayser, Lehrbuch der Spectralanalyse p. 43. Berlin bei Springer 1883.

Fernrohr trägt, und ein zweiter Conus D, welcher die zum Aufsetzen des Prismas bestimmte Plattform trägt.

An dem Conus D ist ein Arm F befestigt, welchen man sowohl mit dem auf dem Fuss befestigten Träger des Collimators verbinden kann, als auch mit dem Fernrohr, mittelst der Haken Q, so dass also entweder das Prismentischchen festgestellt oder mit dem Fernrohr verbunden werden kann. Die Trägerplatte für das Prisma ist in bekannter Weise mit dem Conus nicht fest verbunden, sondern so, dass sich mittelst dreier Druckschrauben G und dreier Federn die Neigung des Tischchens gegen die Drehaxe beliebig ändern lässt. Fernrohr und Collimator sind an ihren Trägern derart befestigt, dass sie sich mittelst der Schrauben J um horizontale Axen drehen und daher genau senkrecht zur Drehaxe des Spectrometers stellen lassen. Zur Winkelmessung ist an A der Theilkreis B befestigt, der umgeben ist vom Rande der Scheibe K, welche am Fussgestell befestigt ist; auf ihr befinden sich an zwei gegenüberliegenden Stellen die Nonien, welche durch die Lupen L abgelesen werden. Der Kreis B lässt sich übrigens unter Reibung gegen A drehen, so dass man die Messungen mit verschiedenen Theilen des Kreises wiederholen kann. Zur Feineinstellung trägt A noch einen Arm M, der gegen den auf der Stahlaxe drehbaren Arm N durch eine Micrometerschraube bei O gedreht werden kann, sobald N festgeklemmt ist; dies geschieht mittelst der Schraube P.

Fig. 144.

Sehr ähnliche Instrumente werden von zahlreichen Mechanikern gebaut, z. B. von Schmidt und Hänsch[1]) in Berlin, von Krüss[2]) in Hamburg, von Hilger in London u. s. w.

458. Neben einem solchen möglichst einfachen aber vollkommenen Spectrometer wollen wir noch ein grösseres Instrument abbilden, welches nach den Angaben von Raps[3]) vom Mechaniker M. Wolz in Bonn hergestellt wird. Fig. 145 stellt den Apparat dar. Das Gestell besteht aus drei Füssen, die

Fig. 145.

durch einen Ring verbunden sind. An ihm ist die stählerne Hauptaxe C befestigt. Auf sie ist der Conus P geschoben, der ein Armkreuz E aus Rothguss trägt; die Arme halten das Beobachtungsfernrohr A, sein Gegengewicht O, und zwei in der Figur nicht sichtbare Ablesemicroscope. Möglichste Steifigkeit ist den Armen durch die Träger R gegeben. An der Hauptaxe sind unten der Theilkreis K sowie Vorrichtungen zum Festklemmen und zur Feineinstellung T angebracht. Die Kreistheilung ist auch hier drehbar und mittelst der Mutter D festzustellen, so dass man die Ablesungen mit verschiedenen Theilen des Kreises vornehmen kann. Damit trotz des bedeutenden Gewichtes des Armkreuzes und der von ihm getragenen Theile die Hauptaxe nicht zu sehr belastet und dadurch die leichte Beweglichkeit beeinträchtigt wird, hängt das Kreuz an einem Stahlringe G, wie es die kleine Nebenfigur

1) Eine Abbildung befindet sich in: Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik, herausgegeben von Pfaundler, 9. Aufl., bei Vieweg & Sohn, Braunschweig 1897, Bd. 2. p. 222.

2) H. Krüss, Zs. f. Instrkde. 7. p. 215—218 (1887).

3) A. Raps, Ein Spectrometer verbesserter Construction. Zs. Instrkde. 7. p. 269—271 (1887).

deutlicher zeigt, durch vier Schrauben gehalten, die so regulirt werden können, dass der Conus des Kreuzes fest auf der Axe sitzt, das Gewicht aber den Conus nicht auf die Axe auftreibt.

Die Hauptaxe ist durchbohrt und nimmt eine andere Stahlaxe F auf, welche so genau, als es mechanisch erreichbar ist, centrirt ist. F trägt das Prismentischchen, welches somit ganz unabhängig von der Drehung des Kreuzes und Fernrohrs bewegt werden kann. Durch eine Vorrichtung H kann es mit dem Kreuz verbunden und fein verstellt werden; es lässt sich ausserdem mittelst der Schraube n höher und tiefer stellen.

Das Collimatorrohr ist fest an dem Ringe des Fusses angebracht; es lässt sich ebenso wie das Fernrohr zur Justirung um eine verticale und horizontale Axe drehen. Der Kreis ist in fünf Minuten getheilt, die Microscope geben Secunden. Auf sie lassen sich Reflexionsprismen setzen, welche die Ablesung ermöglichen, falls eins grade unter dem Collimator steht.

Aehnliche vollkommene Apparate, wie der eben beschriebene, sind vielfach von verschiedenen Mechanikern gebaut worden, und in der Litteratur erwähnt. So hat Cornu[1]) mit einem vortrefflichen Instrumente von Brunner in Paris gearbeitet; Ångström[2]) und Thalen haben mit einem sehr guten Instrument von Pistor und Martins ihre Untersuchungen ausgeführt. Hilger in London hat grosse Apparate der Art ausgeführt. In neuerer Zeit sind Spectrometer ersten Ranges von Schmidt und Hänsch, von Heele und von Wanschaff, alle in Berlin, und von anderen Mechanikern construirt worden. Die physikalisch-technische Reichsanstalt in Charlottenburg besitzt ein Instrument von Wanschaff[3]), welches vielleicht das beste bisher gebaute derart ist. Ein Umstand, gegen welchen häufig bei schlechteren Apparaten gesündigt wird, ist die genügende Festigkeit der Träger von Fernrohr und Collimator grosse Festigkeit bedingt grosses Gewicht, und die Schwierigkeit ist, die Axe, um welche sich dieses Gewicht drehen muss, zu entlasten. Wir haben oben besprochen, auf welche Weise Wolz das erreicht hat. Schmidt und Hänsch dagegen lassen den Fuss des Fernrohrträgers auf einem mit dem Gestell verbundenen Ringe rollen. Sie erreichen dadurch natürlich eine noch vollkommnere Entlastung der Axe, stellen aber grosse Anforderungen an die mechanische Arbeit; denn die Oberfläche des Ringes muss absolut eben und senkrecht zur Drehaxe sein. Bei einem mir bekannten Instrument nach dieser Construction scheint die Aufgabe merkwürdig gut gelungen zu sein.

459. Bei den bisher besprochenen Apparaten benutzt man auf dem Prismentischchen nur ein Prisma (oder natürlich ein Gitter). Aber damit ist man auf sehr kleine Dispersion und geringe Reinheit des Spectrums beschränkt.

---

1) A. Cornu beschreibt dasselbe in Ann. scientif de l'école norm. supér. (2) 9. p. 21–106 (1880).

2) Abgebildet in: Ångström, Recherches sur le spectre solaire. Upsala bei Schultz 1869.

3) Abgebildet und beschrieben in Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik. herausgegeben von Pfaundler, 9. Aufl. bei Vieweg & Sohn, Braunschweig 1897, Bd. 2. p. 231.

und es zeigte sich sehr bald die Nothwendigkeit, diese beiden Grössen wesentlich zu erhöhen, indem man mehrere Prismen hinter einander stellte. Dies ist vielleicht zuerst durch Fizeau und Foucault[1]) geschehen, welche bei ihren Untersuchungen über Interferenz bei grossen Gangunterschieden bis zu 5 Prismen hinter einander verwandten. Dann hat Kirchhoff[2]) denselben Kunstgriff angewandt, als er seine Zeichnung des Sonnenspectrums und der Spectra der Elemente anfertigte. Sein Apparat ist in der nebenstehenden Fig. 146 reproducirt. Gegen die heutigen Instrumente ist er sehr unbeholfen: vier Prismen, von denen drei 45°, das vierte 60° haben, sind mit je drei Stellschrauben auf einer eisernen Platte frei aufgestellt. Das Collimatorrohr ist

Fig. 146.

an derselben Platte festgeschraubt, das Fernrohr ist an einem Arm befestigt, der sich um die Mitte der Platte dreht; durch eine Micrometerschraube lässt sich der Arm und damit das Fernrohr bewegen.

Die grosse Schwierigkeit bei der Anwendung dieses Apparates besteht darin, dass man aus freier Hand die einzelnen Prismen auf das Minimum der Ablenkung einstellen und diese Einstellung von Zeit zu Zeit immer wieder erneuern muss, wenn man im Spectrum fortrückt. Die Messungen der Streifen, welche man für eine bestimmte Stellung der Prismen ausgeführt hat, sind mit denen für andere Stellungen nicht zu vergleichen, die Dispersion ändert sich sprungweise bei jeder Verstellung.

Kirchhoff findet, dass sein Apparat, der aus der Werkstatt von Steinheil in München hervorgegangen war, nicht im Stande sei, alle Liniengruppen

1) Siehe C. R. 26. p. 680—682 (1848).

2) G. Kirchhoff, Untersuchungen über das Sonnenspectrum und die Spectren der chemischen Elemente. Abhandl. d. Berlin. Akad. 1861. p. 63—95. Eine genaue Beschreibung giebt H. C. Vogel, Berl. Ber. 1898. p. 141—147.

des Sonnenspectrums aufzulösen, dass man dazu noch mehr Prismen gebrauchen würde. In der That ist man bald darauf zu einer Vermehrung derselben übergegangen.

460. Gassiot[1]) hat einen Apparat mit 9 Prismen gebaut, die Beschreibung desselben ist aber nicht sehr klar. Huggins[2]) ist bei seiner Untersuchung der Spectra der Elemente auf 6 Prismen von 45° zurückgegangen, deren Oeffnung vom Collimator zum Fernrohr allmählich zunimmt, da sich das Strahlenbündel immer mehr ausbreitet; vor das erste Prisma setzt er ein rechtwinkliges Prisma, um das einfallende Licht um 90° zu drehen. Dadurch bekommt er bequemeren Platz zur Bewegung des Fernrohrs, das auf einem Metallbogen entlang gleitet, dessen Krümmungsmittelpunkt etwa unter der Mitte der letzten Prismenfläche liegt. Die Prismen wurden ein für alle mal fest aufgestellt, bei den Messungen ist also nur ein Strahl unter dem Minimum

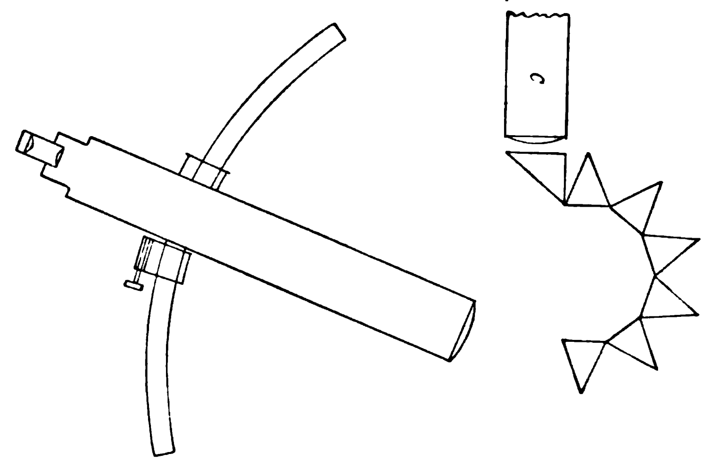


Fig. 147.

der Ablenkung durchgegangen. Fig. 147 giebt eine kleine Skizze des Apparates, wobei C das nur zum Theil gezeichnete Collimatorrohr darstellt.

Duboscq[3]) hat Apparate mit 4 Prismen gebaut, welche gleichzeitig durch eine Scheibe etwas gedreht werden konnten. Fig. 148 giebt eine Vorstellung von dem Apparate, der sehr fehlerhaft war. Man sieht an ihm ausser dem Collimator L und dem Fernrohr F noch ein Scalenrohr CD, dessen Strahlen an der letzten Prismenfläche in das Fernrohr reflectirt werden. — Auch

1) J. P. Gassiot, On spectrum analysis; with a description of a large spectroscope having nine prisms, and achromatic telescopes of two feet focal power. Proc. Roy. Soc. **12**. p. 536—538 (1863). Eine Abbildung des Apparates findet man bei N. v. Konkoly, Handbuch für Spectroscopiker p. 176. Halle bei Knapp 1890. — Später hat Gassiot sogar 11 zusammengesetzte Schwefelkohlenstoffprismen benutzt, siehe Proc. Roy. Soc **13**. p. 183—185 (1884).

2) W. Huggins, On the spectra of some of the chemical elements. Phil. Trans. **154**. II. p. 139—160 (1864).

3) Siehe Voit, Ueber Spectralapparate, Rep. f. physik. Technik **1**. p. 65—102 (1866). Siehe p. 91. Die Figur ist entnommen aus J. Violle, Cours de physique, II p. 497; Paris bei Masson 1888.

Lockyer[1]) hat mit einem Apparat von 7 Prismen gearbeitet, deren Wirkung manchmal noch verstärkt wurde durch ein achtes Prisma und Prismen à vision directe im Fernrohr.

461. Bei der Benutzung von vielen Prismen ist es aber im Allgemeinen für gute Definition und leichtes Arbeiten ebenso nöthig, die Prismen für jede

Fig. 148.

Wellenlänge unter dem Minimum der Ablenkung durchlaufen zu lassen, wie bei einem einzelnen Prisma, und so begann man bald nach einer Vorrichtung zu suchen, welche automatisch für jede Stellung des Fernrohrs den grade in der Mitte des Gesichtsfeldes sichtbaren Strahl unter dem Minimum durchgehen lässt, und sämmtliche Prismen passend verstellt bei Uebergang von einer Wellenlänge zu einer andern. Den ersten Apparat derart construirte Littrow[2]); wir wollen ihn aber erst nachher besprechen, da er noch mit einer anderen Complication, nämlich Rückkehr der Strahlen, verbunden war. Das gesteckte Ziel ist erst schrittweise erreicht worden. Cooke[3]) hat einen Apparat aus 9 Prismen mit Schwefelkohlenstoff gebaut, bei welchem die Basen sämmtlicher Prismen an einem durch Federn straff gespannt gehaltenen Stahlband befestigt waren, so dass sie einen Theil eines Kreisbogens bilden. In der Mitte dieses Kreises war eine Schraube befestigt, an welcher sich ein Knopf herauf oder herunter drehen liess; gegen ihn wurden die Prismen gepresst. Nun war der

1) J. N. Lockyer, Spectroscopic observations of the sun. No. II. Phil. Trans. **159**, I. p. 425—444 (1869).

2) O. v. Littrow, Ueber eine neue Einrichtung des Spectralapparates. Wien Ber. **47**, II p. 26—32 (1863).

3) J. P. Cooke jr., An improved spectroscope. Americ. J. (2) **36**. p. 266—267 (1863); On the construction of a spectroscope with a number of prisms, by which the angle of minimum deviation for any ray may be accurately measured and its position in the solar spectrum determined. Americ. J. (2) **40**. p. 305—313 (1865), auch Phil. Mag. (4) **31**. p. 110—119 (1866).

Knopf conisch abgedreht, so dass je nach seiner Stellung an der Schraube die Prismen gezwungen waren, sich in einem Kreise von grösserem oder kleinerem Radius anzuordnen, ihre Basen aber immer Tangenten an einem und demselben Kreise waren. Sind die Prismen für eine Wellenlänge richtig eingestellt, so braucht man, um zu einer anderen überzugehen, nur den Knopf zu drehen und das Fernrohr zu verschieben.

Diese Vorrichtung ist also noch nicht automatisch, aber es braucht nicht jedes Prisma einzeln verstellt zu werden. Sie ist aber recht unvollkommen: denn da der Durchmesser des Kreises sich ändert, während das Collimatorrohr fest stehen bleibt, so kommt das erste Prisma in verschiedene Lage gegen das Collimatorrohr, und es wird im Allgemeinen nur ein Theil des Lichtes in die Prismen gelangen können. Cooke giebt das übrigens selbst an und sagt, man würde eigentlich das Collimatorrohr noch sich selbst parallel zu verschieben haben.

Eine andere Vorrichtung zu demselben Zweck hat Rutherfurd[1]) eingeführt: er benutzt 6 Prismen von Schwefelkohlenstoff; an der Mitte der Basis eines jeden Prismas ist eine Stange befestigt, welche nach dem Mittelpunkt des Prismenkreises geht, hier aber nicht befestigt ist, sondern sich radial verschieben kann. Die sich berührenden Ecken je zweier Prismen sind durch Gelenke verbunden. Die von dem dritten Prisma nach der Mitte gehende Stange ist nun eine Zahnstange, die sich durch einen in der Mitte angebrachten Trieb radial verschieben lässt. Sobald man an dem Triebe dreht, zwingt man somit sämmtliche Prismen, sich zu bewegen und sich in einen Kreis von grösserem oder kleinerem Radius zu ordnen. Der Mittelpunkt des Kreises bleibt also auch hier unverändert, wie bei Cooke, und da auch das Collimatorrohr unverändert bleibt, so ist diesem Apparat derselbe Vorwurf zu machen, wie dem obigen. Das bemerkt Ditscheiner[2]) und sagt, ausser der Aenderung des Radius des Prismenkranzes müsse für richtiges Functioniren auch noch der Prismenkranz gedreht werden, wenn das Collimatorrohr fest bleiben soll.

462. Die erste wirklich automatische Construction, bei welcher also eine Drehung des Fernrohrs gleichzeitig die Prismen verstellen soll, versuchte Browning.[3]) Er lässt das erste Prisma fest auf der Platte stehen; alle Prismen sind an den Ecken durch Charniere mit einander verbunden; das zweite und die folgenden Prismen tragen an der Mitte ihrer Basis eine Stange mit Schlitz, und durch alle Schlitze ist ein Zapfen gesteckt, welcher aber nicht mit der

---

1) L. M. Rutherfurd, On the construction of the spectroscope. Americ. J. (2) **39**. p. 129—132 (1865), auch Pogg. Ann. **126**. p. 363—367 (1865).

2) L. Ditscheiner, Eine Bemerkung zu Herrn Levis M. Rutherfurd's Construction des Spectroscopes. Wien. Ber. **52**, II. p. 563—568 (1865).

3) J. Browning, On a spectroscope in which the prisms are automatically adjusted to the minimum angle of deviation for the particular ray under examination. Monthly Not. **30**. p. 198—202 (1870); auch Chem. News **22**. p. 222—224 (1870). Siehe auch: Littrow, ibid p. 217, und Browning ibid p. 225.

Grundplatte verbunden ist, sondern sich frei bewegen kann. Der letzte Eckpunkt der letzten Prismenbasis ist durch einen Arm mit dem Fernrohr verbunden, welches sich um den Mittelpunkt der Grundplatte dreht. Bewegen wir es, so zwingen wir die Prismenkette zu einer doppelten gleichzeitigen Bewegung: der Kreisbogen, von welchem die Kette einen Theil bildet, ändert seinen Radius, gleichzeitig aber dreht sich der Mittelpunkt dieses Kreises, oder die ganze Prismenkette um das erste Charnier. Das letzte Prisma dreht sich dabei um den doppelten Winkel, wie das Fernrohr.

Diese erste Construction Browning's, der offenbar die Construction von Rutherfurd und die Bemerkungen von Ditscheiner zu Grunde liegen, war aber noch nicht richtig, weil das erste Prisma fest steht: wenn alle Strahlen unter dem Minimum der Ablenkung durchgehen sollen, so muss der erste Einfallswinkel sich ändern, wenn wir von einer Wellenlänge zur andern übergehen. Proctor[1]) machte auf den Fehler aufmerksam, und führt als Bedingungen an, dass die Prismenbasen immer Tangenten an demselben Kreise sein müssen, und dass der erste Einfallswinkel gleich dem letzten Austrittswinkel sein muss. Er bemerkt, dass zwischen zwei Prismen jeder unter dem Minimum durchgehende Strahl senkrecht zu dem Radius vom Mittelpunkt nach dem Berührungspunkt zweier Prismen stehen muss (Fig. 149) OBG $\perp$ FH. Daher muss die Richtung des Collimators, wenn das Licht von D aus einfällt, parallel DE, d. h. senkrecht zu DO sein, und ebenso die Richtung des Fernrohrs parallel JK, d. h. senkrecht zu KO. Daraus ergiebt sich die von Proctor empfohlene und seitdem von Browning[2]) acceptirte Construction: auch das erste Prisma wird beweglich gemacht, aber sein erster Eckpunkt mit dem Collimator verbunden, welcher senkrecht gegen den Radius OD befestigt wird, und analog ist die Befestigung des Fernrohrs. Diese Einrichtung ist nun theoretisch fehlerfrei, aber practisch ist sie recht schlecht: eine Bewegung in Schlitzen kann niemals auch nur angenähert exact sein, zumal wenn 5 oder 6 oder noch mehr Stangen mit solchen Schlitzen vereinigt sind, und wenn vollends deren gemeinsamer Drehpunkt beweglich ist. Die Folge davon ist, dass man mit einem derartigen Spectrometer zwar das Spectrum beobachten kann, aber nicht darauf rechnen darf, bei wiederholter Einstellung des Fernrohrs in dieselbe Richtung dieselbe Spectrallinie auf dem Fadenkreuz zu sehen. Man kann daher Messungen höchstens mit dem Ocularmicrometer vornehmen.

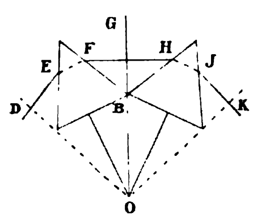


Fig. 149.

1) R. A. Proctor, Note on Mr. Browning's automatic spectroscope. Monthly Not. **30**. p. 215—219 (1870).

2) Siehe J. Browning, Rep. Brit. Ass. 1870, Not. & Abstr. p. 52—53. Nach demselben Princip hat bald darauf auch Schröder in Hamburg gebaut, nur dass er als erstes und letztes Prisma Halbprismen nimmt, und daher das erste Prisma fest aufstellen kann, da in dieses das Licht unter allen Umständen normal eintreten muss.

463. Gleichzeitig mit Browning hat auch Grubb [1]) sich in der Construction eines automatischen Spectroscopes für Huggins versucht. Seine Construction ist in Bezug auf Sicherheit der Führungen vielleicht besser, aber sie stellt zweifellos an den Mechaniker viel grössere Anforderungen. Der Apparat, dessen Grundriss Fig. 150 zeigt, während Fig. 151 die Prismenkette in zwei

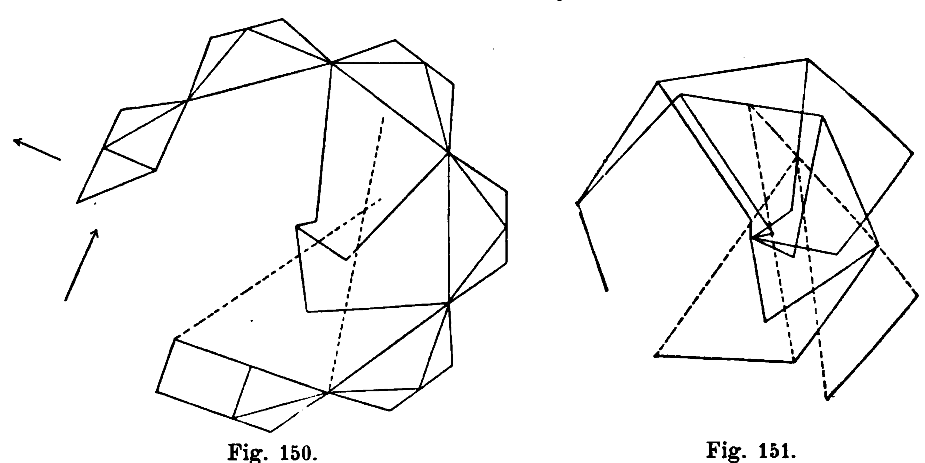


Fig. 150. Fig. 151.

Stellungen darstellt, ist noch dadurch complicirt, dass die Prismen mehr als einmal von den Strahlen durchlaufen werden, und dass die Strahlen zur Beobachtung mittels eines Reflexionsprismas um 90° gedreht werden. Zu diesen Zwecken, von denen wir hier absehen wollen, sind an die Enden des aus vier Prismen bestehenden Kreises noch Halbprismen und Reflexionsprismen angesetzt. Die Ecken der Prismen sind wieder durch Charniere verbunden, und von diesen, nicht von der Mitte der Basen wie bei Browning, gehen Führungsstangen aus, deren fünf vorhanden sind, wie die Figur zeigt. Die anderen Enden der drei ersten sind an drei verschiedenen Punkten einer Kreisscheibe befestigt, während die Enden der vierten und fünften Stange, die punktirt gezeichnet sind, da sie in einer anderen Ebene liegen, sich um feste Punkte drehen, da die Rechnung zeigte, dass die Verschiebung dieser Punkte unmerkbar klein sein müsste. Das erste Halbprisma sowie Collimator und Fernrohr können bei dieser Construction mit Rückkehr der Strahlen unverändert fest bleiben, ein sehr grosser Vortheil. Aber es wird vermuthlich sehr schwer sein, die Befestigungspunkte der Stangen genau genug zu lagern.

464. Wieder einen anderen Weg schlägt später Baily [2]) ein. Auch seine Construction ist dadurch erleichtert, dass er Rückkehr der Strahlen benutzt, daher das erste Halbprisma, Collimator und Fernrohr fest stehen lassen kann. Das Princip seines Apparates ist durch Fig. 152 erläutert. Man denke sich zwei concentrische gegen einander drehbare Scheiben. In jede von

1) H. Grubb, Automatic spectroscope for Dr. Huggins' sun observations. Monthly Not. **31.** p. 36—38 (1870).

2) W. Baily, A new automatic motion for the spectroscope. Phil. Mag (5) **4.** p. 100—104 (1877).

ihnen sind Schlitze eingeschnitten, die um gleiche Winkeldrehungen von einander entfernt sind. In der Figur sind sie durch A, A', A², A³ und durch B, B', B², B³ angedeutet. Steckt man durch je zwei solcher Schlitze dort, wo sie sich kreuzen, einen Stift, so werden alle auf einem mit der Axe der Scheiben concentrischen Kreise liegen. Dreht man die eine Scheibe gegen die andere, so werden die Stifte gezwungen, sich nach innen oder nach aussen zu verschieben, immer aber auf einem Kreise zu bleiben, dessen Durchmesser somit bei der Drehung

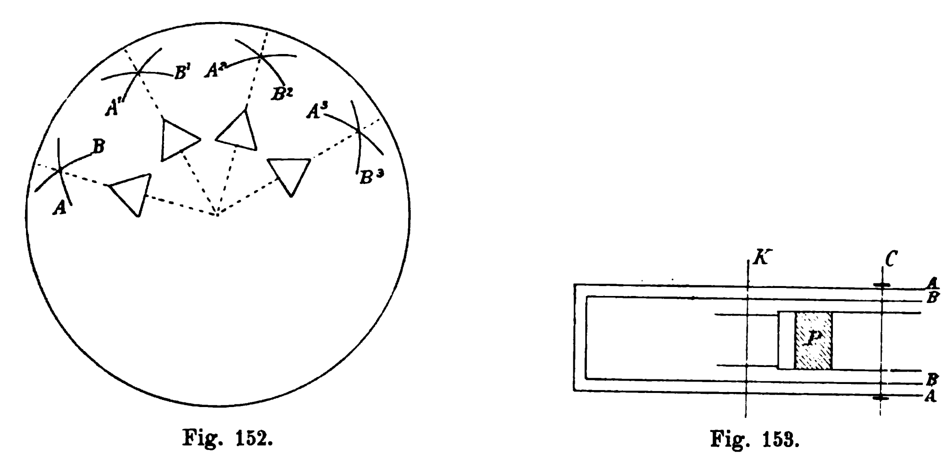


Fig. 152. Fig. 153.

variirt. Setzen wir daher auf diese Stifte Stangen, deren andere Enden z. B. mit Schlitzen über dem Kreismittelpunkt beweglich gehalten werden, so können wir auf diesen Stangen unsere Prismen aufsetzen. Da die Führung der Stifte durch zwei dicht über einander liegende Schlitze offenbar sehr unzuverlässig sein würde, verdoppelt Baily die Platten und Schlitze, und bringt je ein Paar unter und über den Prismen an, wie es Fig. 153 andeutet; hier bedeutet K die Drehaxe der Scheibenpaare, die zwei in einander gestellte Schachteln bilden. C ist einer der Stifte, P das von ihm dirigirte Prisma. — Auch diese Construction ist offenbar unvollkommen, aus demselben Grunde, wie die von Cooke und Rutherfurd: das Collimatorrohr müsste sich selbst parallel verschoben werden, damit die aus ihm austretenden Strahlen immer voll in das erste Prisma fallen.

465. Schmidt und Hänsch[1]) haben das bedenkliche der Construction von Browning, nämlich die Führung der Stangen durch Schlitze und die Beweglichkeit des gemeinsamen Drehpunktes erkannt, und durch eine veränderte Construction zu beseitigen gesucht. Ihr Apparat ist mit 4 zusammengesetzten Prismen in Fig. 154 von oben gesehen gezeichnet: um den festen Drehpunkt H drehen sich 5 Stangen b_1 bis b_5, die sämmtlich mit dem von der Mitte

1) Siehe H. W. Vogel in: Bericht über die wissenschaftlichen Instrumente auf der Berliner Gewerbeausstellung im Jahre 1879, p. 377 ff., Berlin bei Springer 1880, wo sich ein ungenügender Bericht findet. Ferner H. Kayser, Lehrbuch der Spectralanalyse p. 50. Berlin bei Springer 1883, wo ebenfalls die Beschreibung nicht genau ist. Siehe Krüss, Zs. f. Instrkde. 5. p. 232—244 (1885).

weiter entfernten Theil auf der Kreisplatte B aufliegen. Auf die vier ersten dieser Stangen sind andere, in der Figur mit ss bezeichnete aufgesetzt, welche in der Mitte so ausgefeilt sind, dass sie auch auf der Grundplatte ruhen, und sich radial auf den Stangen b verschieben lassen. Da wo zwei von ihnen zusammenstossen, sind sie durch Schrauben charnierartig verbunden. Das erste Ende s trägt einen Stift, der sich in einem Schlitz der Grundplatte bewegen kann, und zwar ist die Curve dieses Schlitzes so gewählt, dass wenn sich der Punkt s von der Mitte fortbewegt, gleichzeitig eine kleine Drehung der Stange b,

Fig. 154.

nach links herum erzwungen wird. Der letzte Punkt s des vierten Stückes dagegen gleitet in einem radialen Schlitz der Stange b,, welche durch den bogenförmigen Arm x mit dem Fernrohr F fest verbunden ist mittels der Schraube Z. Das Collimatorrohr C ist fest aufgestellt. Es steht in der Zeichnung nur zufällig grade unter Z, ist aber mit der besprochenen Einrichtung in keiner Weise verbunden. Auf den Stücken ss sind nun Rutherfurdsche Prismen aufgesetzt und mittels der Schrauben t befestigt. Dreht man am Fernrohr, so werden dadurch alle Stangen b gedreht, gleichzeitig werden die Stücke ss gezwungen, sich nach aussen oder innen zu verschieben, aber so, dass sie immer Tangenten an einem Kreise bleiben, dessen Durchmesser

sich ändert. Durch die Bewegung des ersten Punktes s in dem Schlitz der Platte ist erreicht, dass das erste Prisma sich stets so stellt, dass der auf dem Fadenkreuz sichtbare Strahl unter dem für das Minimum der Ablenkung nöthigen Winkel einfällt.

Diese Construction hat wieder den Fehler, dass das Collimatorrohr sich nicht mit dem ersten Prisma verschiebt, so dass nicht für jede Stellung das aus dem Collimator austretende Licht auch ganz in das Prisma gelangt. Trotzdem sonst diese Construction für Messzwecke sehr viel günstiger erscheint, als die vorher besprochenen, da die Führung der Stücke ss auf den Stangen b sich viel zuverlässiger machen zu lassen scheint, als die Führung in Schlitzen, ist doch auch dies Instrument, wie ich aus eigener Erfahrung weiss, zu eigentlichen Messungen unbrauchbar gewesen.

Auch Liveing[1]) beschreibt in diesem Jahr ein Instrument mit 2 ganzen und 2 halben Compoundprismen. Es ist insofern sehr unvollkommen, als die Prismen dauernd Tangenten an einem und demselben Kreise bleiben; aber es ist interessant, weil es eine der frühesten Anwendungen einer Vorrichtung zeigt, die wir nachher besprechen werden, und welche den Zweck hat, automatisch zu bewirken, dass von zwei drehbaren Radien der eine sich bei jeder Bewegung um den doppelten Winkel dreht, wie der zweite.

Auch Braun[2]) beschreibt eine mangelhafte Vorrichtung zur Erhaltung des Minimums.

466. Aus allen den besprochenen Versuchen geht hervor, dass sich bei den automatischen Constructionen 1. die Prismen drehen müssen, aber so, dass sie Tangenten an einem Kreise bleiben, 2. dass entweder der Mittelpunkt dieses Kreises sich verschieben muss, oder die ganze Prismenkette sich um den ersten Eckpunkt des ersten Prismas drehen muss, wenn das Collimatorrohr fest stehen bleiben soll. Sind diese Bedingungen nicht erfüllt, so ist die Construction mangelhaft. Ausserordentlich erleichtert wird die Aufgabe, vielleicht überhaupt erst practisch brauchbar gelöst, wenn man noch Rückkehr der Strahlen mit hinzunimmt, weil man dann Collimator- und Fernrohr ganz feststellen kann, nur die Prismen zu bewegen hat. Bevor wir an die Besprechung dieser Aufgabe gehen, wird es sich empfehlen, die Theorie der automatischen Apparate, die von Krüss[3]) gegeben worden ist, noch etwas zu betrachten.

Wir wollen annehmen, es sei eine Anzahl Prismen derselben Glasart und von derselben Gestalt gegeben, die so aufgestellt sind, dass je zwei Prismen mit einer Ecke zusammenstossen. In Fig. 155 sind zwei derselben, ABC und

1) G. D. Liveing, On a new spectroscope. Cambridge Proc. **34**. p. 258—260 (1879).

2) C. Braun, Projectirtes Halbprisma-Spectroscop und Universal-Stern-Spectroscop. Berichte des Erzbisch. Haynald'schen Observator. zu Kalocsa*. Besprochen Zs. f. Instrkde. **7**. p. 288—289 (1887).

3) H. Krüss, Ueber Spectralapparate mit automatischer Einstellung. Zs. f. Instrkde. **5**. p. 232—244 (1885).

CDE gezeichnet. Geht ein Strahl unter dem Minimum durch, so muss für jedes Prisma der Eintrittswinkel φ gleich dem Austrittswinkel ψ sein, also da für alle Prismen der brechende Winkel identisch $= \alpha$ ist: $\varphi_1 = \psi_2 = \varphi_3 = \psi_4 \ldots$. Bezeichnet man den Winkel, den zwei Prismen an dem gemeinsamen Eckpunkt mit einander bilden, mit β, so ist $\beta_1 = \psi_2 + \varphi_2$, also da alle φ und ψ identisch sind, auch $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 \ldots$. Daraus folgt, dass alle Prismenbasen Tangenten an einem Kreise sein müssen. Fällt man von den Spitzen der Prismen Lothe auf die Mitten ihrer Basen, BF und DG, und verlängert diese, bis sie sich schneiden in dem Punkte O, so ist O der Mittelpunkt des Kreises. Ziehen wir noch von den Eckpunkten der Prismen Linien nach O, AO, CO u. s. w., und nennen die Winkel zwischen diesen Linien und den Basen der Prismen γ, so folgt, dass alle Winkel γ einander gleich sind, und es ist, wie die Figur leicht ergiebt, $2\gamma = 180^0 + \alpha - \beta$. Nennen wir die halbe Breite der Basis AF $=$ b, so ist der Radius des Kreises FO $=$ r $=$ b tg γ $=$ b cotg $\frac{\beta - \alpha}{2}$. Geht man von einem Strahl, dessen Brechungsindex n ist, zu einem andern mit dem Index n + dn über, so muss, damit auch dieser Strahl das erste Prisma im Minimum der Ablenkung durchdringe, der Einfallswinkel $\varphi_1 + d\varphi_1$ gleich dem Austrittswinkel $\psi_2 + d\psi_2$ werden, und ebenso für alle andern Prismen. Da aber alle φ und ψ identisch sind, folgt, dass $d\varphi_1 = d\psi_2 = d\varphi_3 = d\psi_4 \ldots = \varepsilon$ sein muss. Damit also auch für den Strahl, welcher dem Brechungsexponent n + dn entspricht, die Prismen im Minimum der Ablenkung stehen, muss bei dem Uebergange zu demselben von dem Strahl mit dem Index n das erste Prisma um den Winkel ε, das zweite, dritte, n^te^ um $3\varepsilon, 5\varepsilon \ldots (2n-1)\varepsilon$ gedreht werden. Der Winkel zwischen den beiden aus den Prismen austretenden Strahlen, also der Winkel, um welchen das Fernrohr gedreht werden muss, ist in Folge dessen bei Anwendung von 1, 2, ... n Prismen gleich $2\varepsilon, 4\varepsilon, \ldots 2n\varepsilon$.

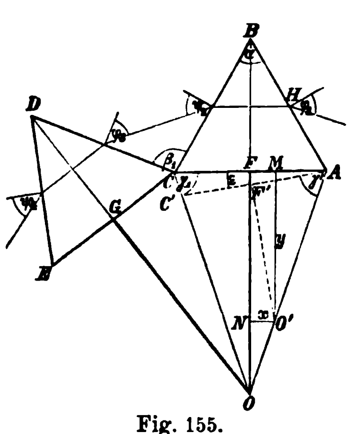


Fig. 155.

Nun müssen aber die Prismen nicht nur gedreht, sondern auch verschoben werden; denn der centrisch aus dem Collimatorrohr auf die Mitte der ersten Fläche des ersten Prismas fallende Strahl n + dn wird durch das erste Prisma um 2ε mehr abgelenkt als der Strahl n; er wird also, falls das zweite Prisma nur auf der Stelle um 3ε gedreht wird, dieses Prisma näher zur Basis treffen, als der Strahl n, das dritte Prisma noch näher u. s. w., so dass bald eine bedeutende einseitige Beschränkung der wirksamen Oeffnung und in Folge dessen Unschärfe des Bildes und bedeutende Verringerung der Helligkeit eintreten würde, und zwar am meisten im stärker brechbaren an sich lichtschwächsten Theile des Spectrums. Aus diesem Grunde müssen alle Prismen nicht nur um eine der brechenden Kante parallele Axe gedreht, sondern auch in darauf

senkrechter Richtung verschoben werden beim Uebergang von einem Strahle zu einem anderen. Es sei in der Figur das erste Prisma um ε gedreht, so dass die Basis AC nach AC′ und die Normale FO nach F′O′ komme. Treten dadurch an Stelle von r und γ jetzt r′ und γ', so muss die Gleichung gelten: $r' = b \operatorname{tg} \gamma'$. In dem rechtwinkligen Dreieck AF′O′ ist aber $F'O' = b \operatorname{tg} \gamma'$, d. h. F′O′ ist der Radius des Kreises, zu welchem die Basen nun tangential sein müssen, und O′ ist der neue Mittelpunkt. Bei der Bewegung der Prismenkette verschiebt sich somit der Mittelpunkt des Kreises auf der Graden OA, welche durch den ersten Eckpunkt des ersten Prismas geht.

Krüss bemerkt dann, dass man streng genommen eigentlich nicht um A, sondern um den Punkt H drehen müsste, wenn man verlangt, dass das einfallende Strahlenbündel unveränderte Lage gegen die Prismenflächen habe. Aber der Fehler, welchen man durch Drehung um A begeht, ist verschwindend klein, und nur diese Drehung ist mechanisch leicht ausführbar.

Bezieht man die Lage des Mittelpunktes O′ auf ein Coordinatensystem, dessen Axen AF und FO sind, so ergiebt sich für die Coordinaten $x = NO'$ und $y = MO'$ des Mittelpunktes die Beziehung: $x = b - \frac{b}{r} y$, wo r der Radius für diejenige Stellung des Prismas ist, in der die Basis mit der x-Axe zusammenfällt. Dies ist die Gleichung für die Grade O A. Ferner ist

$$y = b \frac{\sin \gamma}{\cos \gamma'} = b \frac{\sin \gamma}{\cos (\gamma - \varepsilon)},$$

und der Weg, welchen der Mittelpunkt macht

$$OO' = \frac{x}{\cos \frac{1}{2} (\beta - \alpha)}.$$

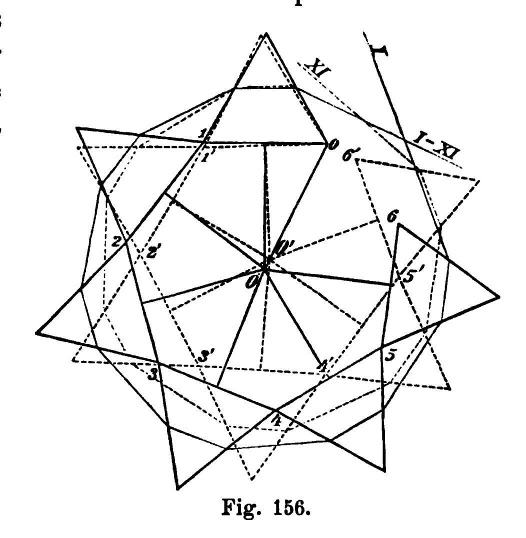


Fig. 156.

Krüss berechnet endlich die Coordinaten für die Eckpunkte der Prismen, und die Lage der optischen Axe des Beobachtungsfernrohrs, worin wir ihm aber nicht mehr folgen wollen. Es sei nur noch die recht interessante Figur 156 gegeben, welche die Stellung der Prismenkette und den Gang eines Strahles für rothes und blaues Licht darstellt, wobei indess die Verschiebung des Mittelpunktes und daher auch der Eckpunkte doppelt so gross gezeichnet werden mussten, als sie in Wahrheit sind.

467. Wir haben gesehen, wie man Anfangs bei der Construction automatischer Vorrichtungen nicht berücksichtigte, dass das Collimatorrohr sich selbst parallel verschoben werden müsse, oder die Prismenkette gedreht, und wie man dann allgemein das letztere einführte. Aber ganz dieselbe Forderung ist für das Fernrohr zu stellen, auch dies muss nicht nur gedreht, sondern sich selbst parallel verschoben werden, wenn immer das ganze aus dem letzten Prisma

austretende Lichtbündel in das Objectiv gelangen soll. Diese Bedingung ist nun bei den bisher besprochenen Constructionen nicht erfüllt, wenn auch bei einigen eine theilweise Correctur dadurch ermöglicht ist, dass das Fernrohr noch auf seinem Träger drehbar gemacht ist, z. B. bei dem Apparat von Schmidt und Hänsch, Fig. 154. H. Krüss[1]) sucht diesen Fehler durch eine neue Construction zu beseitigen. Er bemerkt, dass wenn man die bisher gewonnenen Principien annimmt, d. h. den ganzen Prismenkranz sich drehen lässt um die erste Ecke des ersten Prisma, wobei von der Mitte der Prismenbasen Stangen mit Schlitzen nach dem Mittelpunkt des Kreises gehen und hier durch einen gemeinsamen Zapfen vereinigt sind, so verschiebt sich dieser Zapfen bei einer Bewegung des Kranzes längs der Graden CO der Fig. 157, in welcher die Schlitzstangen fortgelassen sind. Die einzige Linie, welche unveränderte Lage beibehält, ist diese Linie CO, und wenn es gelingt, die austretenden Strahlen in diese Richtung zu bringen, so würde man das Fernrohr ein für alle mal fest aufstellen können und zu einer practisch fehlerfreien Construction gelangt sein. Dies Ziel erreicht Krüss: er bringt dazu hinter dem sechsten Prisma ein total reflectirendes Prisma R an, welches auch auf einer Schlitzstange steht, welche im Punkte 6 durch ein Charnier mit der letzten Prismenecke verbunden ist. Dadurch ist erreicht, dass auch dies Prisma an der automatischen Bewegung derart Theil nimmt, dass es stets die aus dem Prismenkranze austretenden Strahlen nach der Drehaxe hinwirft. Auf diese Axe ist ein drehbarer Spiegel L aufgesetzt. An ihm ist normal eine Stange OD befestigt. Sie hat bei D einen radialen Schlitz, in welchem sich ein Zapfen bewegt. Auf diesen sind zwei gleich lange Arme ED und FD gesteckt, welche sich um die Punkte E und F drehen können. Diese Punkte liegen in gleichen Abständen von C in der Linie CO auf der Grundplatte und auf der Stange C6. Man ersieht leicht, dass bei jeder Stellung des Prismenkranzes durch diese Einrichtung die Spiegelnormale so gestellt wird, automatisch, dass sie den Winkel 6CO halbirt, dass also die aus der letzten Prismenfläche austretenden Strahlen nach dem Spiegel und von da in die Richtung CO gelangen. Diese Richtung ist senkrecht zum einfallenden Strahl. Man könnte nun das Fernrohr fest in dieser Richtung aufstellen. Krüss zieht es vor, abermals

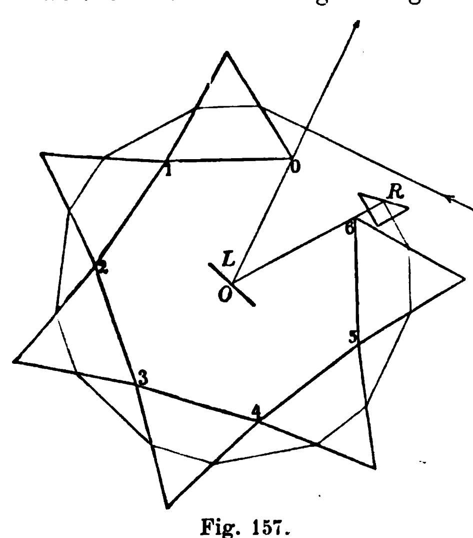


Fig. 157.

1) H. Krüss, Automatisches Spectroscop mit festem Beobachtungsfernrohr. Zs. f. Instrkde. 8. p. 388—392 (1888).

durch ein total reflectirendes Prisma die Strahlen um 90° zu drehen, so dass nun das Fernrohr parallel dem Collimator wird.

Wir haben in der Entwickelungsgeschichte des automatischen Spectroscopes noch einen Fortschritt zu verzeichnen, den wir auch H. Krüss[1]) verdanken: die Regulirung der Prismenanordnung in Kreisen von variabelem Radius, die ein Haupthinderniss für exactes Functioniren und für Verwendbarkeit des Apparates zu Messungszwecken ist, wird beseitigt. Krüss ersetzt sie durch einen Mechanismus nach dem Princip des Regenschirmes: an den Endpunkten, wo je zwei Prismen zusammenstossen, werden Stangen angebracht, deren anderes Ende an Ringen befestigt ist, die auf einer gemeinsamen Axe sich drehen und auf- und abgleiten können. Sobald sie gehoben werden, ordnen sich die Prismen zu einem Kreise von kleinerem Durchmesser. Der tote Gang der anderen Apparate soll dadurch vollständig beseitigt sein.

468. Es ist noch eine von Young[2]) vorgeschlagene Construction zu erwähnen, welche allerdings nur halb hierher gehört. Sie ist durch Fig. 158

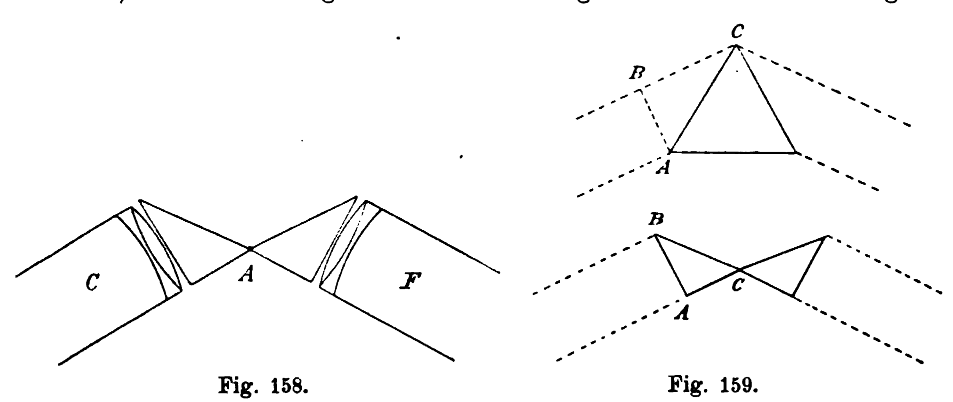


Fig. 158. Fig. 159.

skizzirt. Vor das Collimatorrohr C und das Fernrohr F werden zwei Halbprismen gesetzt, so dass das Licht unter senkrechter Incidenz eintritt und austritt, und die Prismen sind fest mit den Rohren verbunden. Die Ecken der beiden Prismen sind durch ein Charnier A mit einander verknüpft; das Collimatorrohr mit seinem Prisma bleibt fest stehen, das Fernrohr mit seinem Prisma wird um A gedreht. Dann ist der Strahl, welcher auf dem Fadenkreuz liegt, jederzeit symmetrisch zu der Mittellinie beider Prismen durchgegangen, also unter dem Minimum der Ablenkung. Young schlägt vor, die Prismen direct mit den Linsen der Rohre zu verkitten, und bemerkt, dass solche Halbprismen gegenüber ganzen den Vortheil haben, dass man bei gegebener Oeffnung der Linsen mit kleineren Prismen auskommt: nimmt man ein Prisma von 60°, $n = 1.6$, so muss (Fig. 159) für eine Oeffnung $AB = 1$ die Seitenlänge des Prisma $AC = 1.67$ sein, während für die gleiche Oeffnung 1 die Seitenlänge

1) H. Krüss, Vorrichtung zur automatischen Einstellung der Prismen eines Spectralapparates auf das Minimum der Ablenkung. Zs. f. Instrkde. **10**. p. 97—100 (1890).

2) C. A. Young, Spectroscopic notes. J. of the Franklin Instit. **62**. p. 348—360 (1871)*, auch Nat. **5**. p. 85—88 (1871).

des Halbprismas nur BC = 1.16 beträgt. Dieselbe Einrichtung ist später wiederholt von Neuem vorgeschlagen und benutzt worden, z. B. von Brady[1], von Mouton[2]) und von Schönn[3]).

Auch Thollon[4]) construirt ein solches Instrument mit zwei Compoundprismen, die je zwei Crownglasprismen und dazwischen eines von 100° brechendem Winkel aus Aether und Schwefelkohlenstoff enthalten. Die eine Endfläche der Prismen ist convex geschliffen und darauf eine Concavlinse aus Flint und eine Convexlinse aus Quarz gekittet, die die Objective von Collimator und Fernrohr bilden. Das Instrument soll nur 38 Proc. Lichtverlust haben, während ein Hofmann'sches Spectroscop à vision directe mit nur drei Prismen 57 Proc. Verlust gebe.

Thollon[5]) hat die Theorie solcher und ähnlicher Prismenpaare genauer behandelt, wie schon mitgetheilt (§ 375). Wir haben es hier offenbar in Wahrheit nicht mit mehreren Prismen zu thun, die automatisch unter dem Minimum der Ablenkung erhalten werden, sondern mit einem einzigen Prisma, welches in der Mitte durchgeschnitten ist und dessen Hälften dann in ihrer Lage vertauscht sind.

469. Bei den Apparaten mit nur einem Prisma verzichtet man für gewöhnlich darauf, alle Wellenlängen unter dem Minimum zu beobachten, sondern stellt das Prisma fest auf, so dass etwa die D-Linien unter dem Minimum durchgehen. Die Dispersion ist bei einem Prisma so gering, dass dies gewöhnlich genügt. Das ist aber nicht mehr der Fall, wenn man über die Grenzen des sichtbaren Spectrums hinausgeht, und so hat vielleicht zuerst Langley[6]) bei seiner Untersuchung des ultrarothen Theiles des Sonnenspectrums an einem Apparat mit einem Prisma eine Vorrichtung beschrieben, welche automatisch das Minimum erhält, und welche wegen ihrer Einfachheit seitdem oft verwandt wird. Sie ist übrigens schon 10 Jahre früher von Cornu benutzt, der sie aber nicht veröffentlichte (siehe pag. 518).

Die erste Bemerkung, welche zu der Construction führt, findet sich bei Mascart[7]), der freilich nicht auf die Idee der Construction kam: wenn ein Strahl unter dem Minimum durchgeht, und wir drehen das Prisma um einen

---

1) Siehe J. B. Listing in: Hoffmann, Bericht über die wissenschaftlichen Apparate auf der Londoner internationalen Ausstellung im Jahre 1876. p. 362. Braunschweig bei Vieweg & Sohn 1878. Siehe auch ebenda p. 335.

2) L. Mouton, Sur la mesure des longueurs d'ondulation des radiations infra-rouges. Ann. chim. et phys. (5) **18**. p. 145—189 (1880).

3) J. L. Schönn, Ueber ultraviolette Strahlen. Wiedem. Ann. **9**. p. 483—492, **10**. p. 143—148 (1880).

4) L. Thollon, Sur un nouveau spectroscope stellaire. C. R. **89**. p. 749—752 (1879).

5) A. Thollon, Théorie du nouveau spectroscope à vision directe. C. R. **86**. p. 595—598 (1878).

6) S. P. Langley, The selective absorption of solar energy. Americ. J. (3) **25**. p. 169—196 (1883), auch Phil. Mag. (5) **15**. p. 153—183 (1883), Ann. chim. et phys. (5) **29**. p. 497—542 (1883), Wiedem. Ann. **19**. p. 226—244, 384—400 (1883).

7) M. E. Mascart, Recherches sur le spectre solaire ultra-violet, et sur la détermination des longueurs d'onde. Ann. école norm. **1**. p. 219—272 (1864).

kleinen Winkel α, so dass eine andere Wellenlänge unter dem Minimum durchgeht, so wird der Einfallswinkel um α verändert, aber auch der Austrittswinkel, das Fernrohr muss also um den Winkel 2α gedreht werden. Der von der ersten Prismenfläche reflectirte Theil des Lichtes wird dabei auch um 2α gedreht, also gerade so viel, wie das Fernrohr gedreht werden muss. Das ist die Erscheinung, welche Mascart benutzt hat, um stets sein Fernrohr auf das Minimum zu stellen, auch wenn die Strahlen unsichtbare ultraviolette waren. Eine automatische Construction zur Erhaltung des Minimum bei einem Prisma muss also so beschaffen sein, dass, wenn wir das Fernrohr um irgend einen Winkel drehen, das Prisma um den halben Winkel nach der gleichen Richtung gedreht wird. Dass lässt sich nach Langley sehr einfach so erreichen: sei in Fig. 160 P das Prisma, C und F die Arme, welche Collimator und Fernrohr tragen. Das Prisma steht auf dem drehbaren Tischchen des Spectroscops; an ihm ist ein Arm PD befestigt, der die Richtung der Winkelhalbirenden des Prismas hat. In gleichen Abständen von der Drehaxe sind an den Armen, welche Collimator und Fernrohr tragen, Zapfen angebracht, um welche sich die gleich langen Stangen AE und BE drehen können. Sie sind in E durch einen Zapfen vereinigt, der sich in einem radialen Schlitze in DP verschieben kann. Es ist ohne Weiteres ersichtlich, dass bei Drehung des Fernrohrs der Arm PD und damit das Prisma um den halben Winkel gedreht wird. — Es sind viele verschiedene practische Ausführungen dieses Princips veröffentlicht worden, indem z. B. die Stange PD als Stab von kreisförmigem Querschnitt gestaltet wird, auf welchem ein Cylinderstückchen gleitet, an dem AC und BC befestigt sind; das giebt eine sicherere Führung, als der Schlitz.[1]) Eine wesentlich abweichende, sicherere Construction empfiehlt Wadsworth.[2])

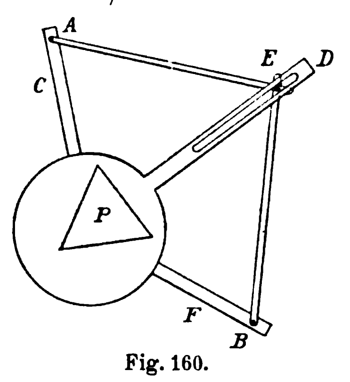


Fig. 160.

Wie oben erwähnt, hat schon Liveing eine solche Einrichtung, freilich zu anderem Zweck, benutzt (s. pag. 505).

470. Hand in Hand mit den Bemühungen, für eine grössere Anzahl von Prismen eine automatische Erhaltung des Minimums der Ablenkung zu erreichen, gehen andere Versuche, die Dispersion zu steigern, indem man das Licht mehr als einmal durch jedes Prisma hindurch gehen lässt.

Der erste, der die Reflexion der Strahlen nach einmaligem Durchgang und zweiten Durchgang anwandte, war wohl Duboscq[3]), der bald nach dem Jahre 1860 einen Apparat construirte, der in der äusseren Ansicht durch Fig. 161

1) Siehe z. B. B. Donath, Bolometrische Untersuchungen über Absorptionsspectra fluorescirender Substanzen und ätherischer Oele. Wiedem. Ann. **58**. p. 608—661 (1896).

2) F. L. O. Wadsworth, Fixed-arm spectroscopes. Phil. Mag. (5) **38**. p. 337—351 (1894), siehe p. 345.

3) Die Construction von Duboscq findet sich mehrfach erwähnt; die Figuren sind entnommen aus: Violle, Cours de Physique.

gegeben ist, während Fig. 162 die Einrichtung zeigt: in letzterer Figur ist bei a der Spalt. Die einfallenden Strahlen werden durch das Reflexionsprisma A bei b reflectirt, durch die Linse L parallel gemacht, fallen auf das Prisma P, welches ein Halbprisma ist, so dass der unter dem Minimum in ihm gebrochene Strahl senkrecht auf die untere Fläche bei c′ gelangt. Da diese Seite versilbert ist, wird der Strahl in sich zurück reflectirt, geht zum zweiten Mal durch das Prisma und die Linse L, welche ein reelles Bild des Spectrums in ihrer Brennweite entwirft; durch das Ocular oo′ wird dies vergrössert betrachtet. Durch eine kleine Verstellung des Prismas oder des Reflexionskörpers A ist bewirkt, dass die zurückkehrenden Strahlen nicht genau die Richtung der einfallenden haben. Man sieht, dass für jede Stellung des Prismas die in der Mitte des Gesichtsfeldes erscheinenden Strahlen das Prisma zweimal unter dem Minimum durchlaufen haben, und man nur an diesem Prisma zu drehen nöthig hat, um alle Theile des Spectrums im Gesichtsfeld zu erhalten. In der Figur

Fig. 161. Fig. 162.

sieht man noch bei g eine unter 45° geneigte Glasplatte, welche die von einer Scala m kommenden und durch die Linse l parallel gemachten Strahlen nach der Linse L reflectirt, so dass man das Bild der Scala auf dem Spectrum sieht. Letztere Einrichtung ist offenbar sehr ungünstig für die Helligkeit.

Dieser Apparat verwandte also zum ersten Mal Rückkehr der Strahlen, aber nicht um dadurch die Dispersion zu steigern, denn das Halbprisma wirkt nur wie ein ganzes Prisma, sondern Duboscq wollte damit den Apparat bequemer machen. Es ist zweifellos constructiv leichter, eine exacte Drehbarkeit des leichten Prismas herzustellen, als die eines Fernrohres, und der Apparat ist billiger, weil Collimator und Fernrohr zu einem Rohre zusammenschmelzen. Trotzdem ist diese Form gar nicht in Aufnahme gekommen, und der Grund dafür dürfte der sein, dass man zu viel diffuses Licht gehabt hat: von den einfallenden Strahlen wird ein Theil an der Linse L reflectirt und legt sich über das Spectralbild. Demselben Uebelstande werden wir bei allen ähnlichen Constructionen begegnen.

Nach demselben Princip hat Abbe[1]) ein Spectrometer construirt, welches aber in seinen constructiven Einzelheiten natürlich ganz verschieden von dem Duboscq'schen ist, und mit der Meisterschaft, die man bei allen Abbe'schen Apparaten kennt, alle Vortheile der Methode herausholt. Ich will hier nur eine Abbildung des in der Brennebene des Fernrohres gelegenen Spaltes geben, (Fig. 163): die Spaltbacken sind bezeichnet durch k, k; die links befindliche Backe kann durch die Schraube b verstellt, und zwar zurückgezogen werden, während die Feder l sie vorwärts schiebt. Der Spalt füllt die untere Hälfte des Gesichtsfeldes, das Spectrum erscheint daher in der oberen Hälfte. Wie die Figur zeigt, tragen die Backen in der Mitte noch Hervorragungen in diese obere Hälfte; sie dienen gewissermaassen als Fadenkreuz: fällt eine Spectrallinie dazwischen, so ist sie genau unter dem Minimum durchgegangen. — Der Spalt ist in der Figur verdeckt durch den Glaskörper m, welcher die Aufgabe hat, das von rechts her kommende Licht durch totale Reflexion auf den Spalt zu werfen. — Pulfrich[2]) hat später den Apparat modificirt, indem er an Stelle des einfachen halben Prismas ein zusammengesetztes bringt, welches je nach seiner Construction dieselbe Dispersion erzeugt, wie 3, 6 bis 8 gewöhnliche Prismen von 60°. Auch sonst sind noch einige recht practische Aenderungen vorgenommen.

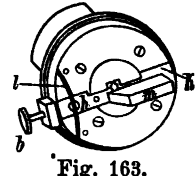


Fig. 163.

471. Der erste, der Rückkehr der Strahlen zur Steigerung der Dispersion verwandte, war Littrow[3]), der gleichzeitig, wie schon oben erwähnt, auch als erster in seinem Apparate Erhaltung des Minimums automatisch zu erzielen suchte. Der für die damalige Zeit gewiss bewundernswerthe Apparat ist in Fig. 164 reproducirt. A ist der Spalt des Collimators. Die Strahlen gehen durch vier Prismen, die auf den Trägern F aufgestellt werden, fallen auf einen Spiegel B, der senkrecht zu ihnen steht, durchlaufen also die Prismen noch einmal. Das Objectiv des Collimators entwirft dann ein Bild des Spectrums, welches in seiner Lage ein wenig von der des Spaltes abweicht, da absichtlich der Spiegel B etwas unrichtig aufgestellt ist; so lässt sich das Bild durch ein Reflexionsprisma C und das Ocular D vergrössert betrachten. Dem Ocular gegenüber liegt ein Rohr mit Vergleichsscala K; das von dieser ausgehende Licht wird durch die Linse L parallel gemacht, durch das Reflexionsprisma M um 90° gedreht, und dann von der vorderen planen Fläche des Objectivs auf das Spectrum zurückreflectirt.

Die Erhaltung des Minimums bei den Prismen ist ganz analog der Einrichtung gestaltet, die später Rutherfurd verwandte: die Basen der Prismen

1) E. Abbe, Neue Apparate zur Bestimmung des Brechungs- und Zerstreuungsvermögens fester und flüssiger Körper. Jena bei Manke, 1874. Siehe auch S. Czapski, Apparate nach Abbe, Zs. f. Instrkde. **9.** p. 361—363 (1889).

2) C. Pulfrich, Ueber eine neue Spectroscop-Construction. Zs. f. Instrkde. **14.** p. 354—363 (1894), auch Astrophys. J. **1.** p. 335—349 (1895). Siehe dazu: Astrophys. J. **1.** p. 353 (1895).

3) O. v. Littrow, Ueber eine neue Einrichtung des Spectralapparates. Wien. Ber. **47,** II. p. 26—32 (1863). Dort findet sich auch eine Gesammtansicht des Apparates.

sind mit einander durch Stangen verbunden, die sich um die Verbindungspunkte drehen und sich verlängern können. Durch Gummischnüre g werden die Prismenträger zusammengehalten. Ausserdem gehen von den Prismen und dem Träger

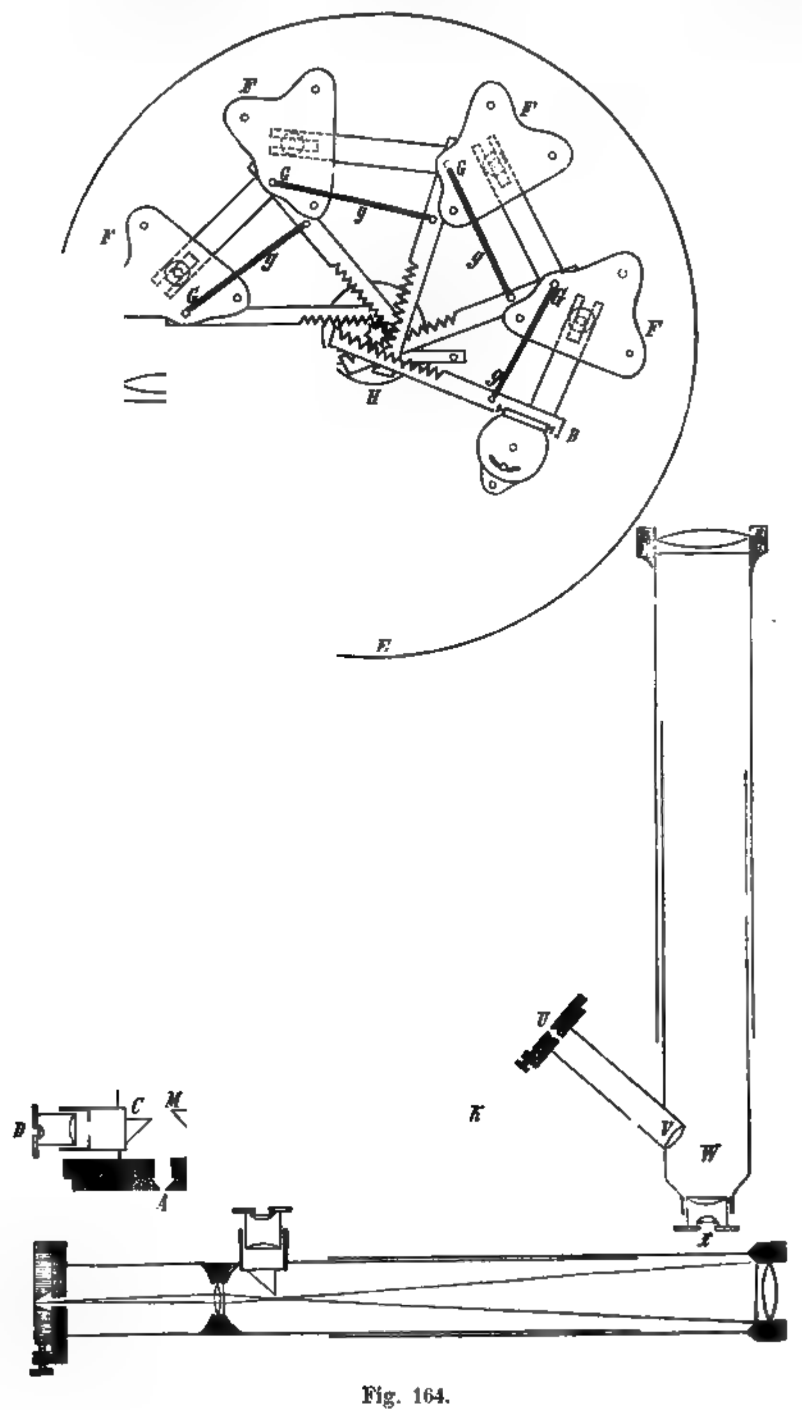


Fig. 164.

des Spiegels Zahnstangen nach dem Mittelpunkt des Prismenkreises, die alle in einen und denselben Trieb eingreifen. Wenn man den Trieb dreht, zwingt man also die Prismen, sich zu einem Kreise von grösserem oder kleinerem Radius anzuordnen. Die Beschreibung von Littrow ist nicht ganz klar; es scheint aber, als sei seine Construction ganz richtig gewesen, insofern, als er den Trieb nicht fest legt, sondern ihn, d. h. den Mittelpunkt des Prismenkreises, sich auf der geraden Linie nach der ersten Prismenkante bewegen lässt. Er sagt nämlich, diese erste Ecke und die an ihm befestigte Zahnstange sei fest mit der Grundplatte verbunden gewesen; dann aber musste bei Drehung am Triebe der Mittelpunkt längs dieser Zahnstange sich verschieben. Auch die in der Figur sichtbare Stange J sollte wohl diese Bewegung erzwingen. Die Lage des reflectirenden Spiegels ist ebenfalls vollkommen richtig. Der ganze Apparat war in einen kleinen Kasten eingeschlossen, aus dem nur das Collimator-Fernrohr und oben die Handhabe zum Drehen des Triebes herausragt.

In der Figur sind noch zwei andere Formen des Rohres angegeben, welche Littrow vorschlägt: bei der einen ist die einzige Aenderung, dass hinter den Spalt zunächst eine Linse von kurzer Brennweite gesetzt ist, die ein reelles verkleinertes Bild des Spaltes entwirft, welches im Brennpunkt der Collimatorlinse liegt. Das soll den Zweck haben, das vom Spalt kommende Strahlenbündel divergenter zu machen, so dass die ganze Objectivöffnung ausgenutzt wird. Bei der zweiten Form ist U der Spalt, von welchem durch V ein reelles Bild in W entworfen wird, dem Brennpunkt des Objectivs. Hier befindet sich ein ausserordentlich schmales versilbertes Glasplättchen, welches das Licht nach dem Objectiv wirft, und das Ocular x kann jetzt in der Verlängerung des Rohres angebracht werden. Littrow bemerkt noch: „Man könnte das Princip der Reflexion noch einmal anwenden, wenn man dem Spiegel eine solche Neigung gäbe, dass der zurückgeworfene Strahl sich nicht in der Höhe des Reflexionsprismas, sondern darunter oder darüber zum Bilde vereinigte; ein an der Stelle dieses Bildes angebrachter Spiegel könnte dann die Strahlen wieder nahezu in sich selbst zurückwerfen, so dass dieselben nach abermaligem Hin- und Hergange durch die Prismen neuerdings, und zwar diesmal in der Höhe des Reflexionsprismas zum Bilde vereinigt würden, also viermal so stark zerstreut würden, als bei gewöhnlicher Benutzung der Prismen.“

472. Wie man aus allem erkennt, war Littrow mit seiner Construction weit voraus, und es hat mehr als 10 Jahre gedauert, bis andere ebenso gute Apparate herstellen konnten. Seine Principien sind offenbar gar nicht verstanden worden.

Ziemlich gleichzeitig scheint auch Janssen[1]) Rückkehr der Strahlen benutzt zu haben, doch hat er sein Instrument nicht genauer beschrieben.

---

1) J. Janssen, Extrait d'un mémoire sur les raies telluriques du spectre solaire. Atti Accad. dei Lincei, **16**. p. 261—266 (1862). Siehe auch C. R. **56**. p. 189 (1863).

Dann hat wieder Gassiot[1]) Rückkehr der Strahlen und Verbindung von Collimator und Fernrohr, sog. Autocollimation, benutzt.

B. Stewart hatte die eigenthümliche Vermuthung ausgesprochen, dass vielleicht die Schwerkraft von Einfluss auf die Lage der Linien im Spectrum sein könne, und so sollte ein möglichst unveränderlicher Apparat gebaut werden, der die Lage der D-Linien beobachten liess. In ihm waren zwei Prismen von 45° und ein solches von 22,5°, dessen Hinterfläche versilbert war, so dass das Licht nach senkrechtem Auffall in sich zurück reflectirt wurde. Die dispergirten zurückkehrenden Strahlen fallen auf ein rechtwinkliges Reflexionsprisma, welches sie nach dem seitlich angebrachten Ocular wirft. Durch dies Prisma müssen nun aber die vom Spalt kommenden Strahlen hindurchgehen: dazu ist, wie es Fig. 165 skizzirt, an der Mitte der Hypotenusenfläche des Reflexionsprismas A ein kleines zweites Prisma B angekittet, so dass die vom Spalt S kommenden Strahlen eine planparallele Platte zu durchdringen haben. Dieser „rigid spectroscope" genannte Apparat sollte bei Ballonfahrten mitgenommen werden, erwies sich dann aber zu schwer und wurde nur auf einer Reise nach der Magellanstrasse benutzt, ohne irgend welche Resultate zu ergeben.[2]) Er befindet sich jetzt im South Kensington Museum in London.

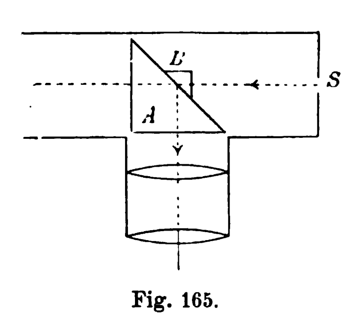


Fig. 165.

Als Browning sein erstes automatisches Spectroscop hergestellt hatte und Proctor auf die Fehler dieser Construction hinwies, machte er den Vorschlag[3]), die Strahlen durch den ganzen Kreis zurückgehen zu lassen; oder man könne auch, um die Dispersion noch weiter zu erhöhen, die aus dem ersten Kreise austretenden Strahlen durch einen zweiten Kreis in umgekehrter Richtung schicken (siehe Fig. 166), und sie dann durch beide Kreise zurückreflectiren. Es wird Autocollimation verwandt, und die Verstellung findet ausschliesslich vom letzten Prisma aus statt. Es ist mir nicht bekannt, ob diese Construction jemals ausgeführt worden ist, sie würde wohl sehr schlecht functionirt haben.[4])

---

1) J. P. Gassiot, Description of a rigid spectroscope, constructed to ascertain wether the position of the known and well defined lines of a spectrum is constant . . . . . Proc. Roy. Soc. **14**. p. 320—326 (1865).

2) J. P. Gassiot, On the observations made with a rigid spectroscope . . . . . Proc. Roy. Soc. **16**. p. 6—19 (1867).

3) R. A. Proctor, Note on Mr. Brownings automatic spectroscope. Monthly Not. **30**. p. 215—219 (1870) und On a contrivance for extending the principle of Mr. Bowning's automatic spectroscope to a second battery of prisms. Monthly Not. **31**. p. 47—48 (1870), und A contrivance for a double automatic spectroscope, with compound prisms on Mr. Grubb's plan. Monthly Not. **31**. p. 205—208 (1871).

4) Eine ähnliche Idee scheint Valz gehabt zu haben, doch ist seine Beschreibung kaum verständlich. Siehe B. Valz, Nouveau spectromètre à vision directe C. R. **57**. p. 141—142 (1863); C. R. **57**. p. 298—299 (1863).

473. Um die Autocollimation trotz Rückkehr der Strahlen zu vermeiden, wobei freilich auch der Vortheil der relativen Billigkeit des Apparates verloren geht, hat man dann einen neuen Weg eingeschlagen und zwar scheint die Idee von Lockyer[1]) aus dem Jahre 1869 zu stammen: Man giebt den Prismen die doppelte Höhe des Objectivdurchmessers, lässt das Licht vom Collimator durch die untere Hälfte der Prismenkette hindurchgehen. Wenn sie austreten, fallen sie auf ein rechtwinkliges Reflexionsprisma, dessen brechende Kante horizontal, die Hypotenusenfläche also vertical steht. Das

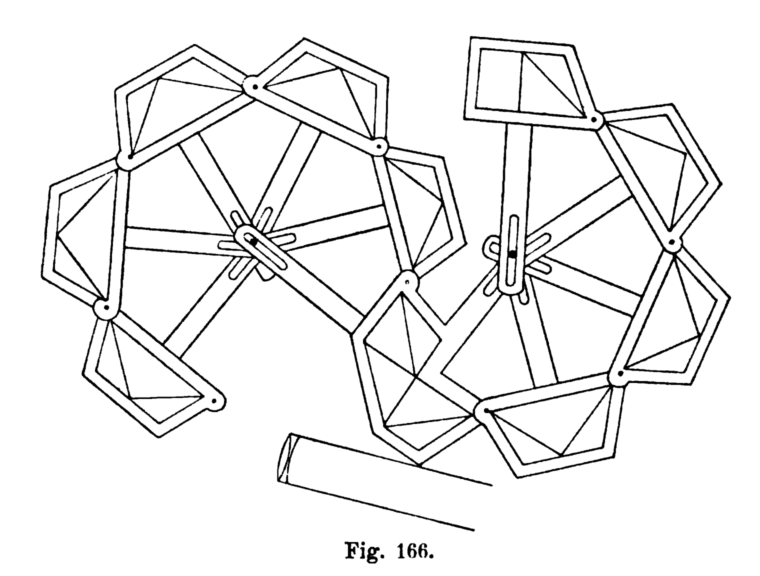


Fig. 166.

Licht wird in diesem Prisma zweimal, an den beiden Kathetenflächen, total reflectirt und dadurch gezwungen, in derselben Richtung, in welcher es kam, zurückzukehren, aber in der oberen Hälfte, der höheren Etage, der Prismen zu verlaufen. Beim Austritt fällt es dann in das Fernrohr entweder direct oder nach Drehung durch ein Reflexionsprisma um 90°.

Dieselbe Einrichtung benutzte im folgenden Jahre Grubb.[2]) Er hat eine Kette von vier Compoundprismen, die an beiden Enden durch ein halbes solches abgeschlossen ist, so dass das Licht in die Kette senkrecht ein- und austritt. Alle Prismen haben die doppelte Höhe der Objectivdurchmesser. Vor der unteren Hälfte des ersten Halbprismas steht ein rechtwinkliges Reflexionsprisma, durch welches das vom Collimator kommende Licht in die Prismenkette geworfen wird; beim Austritt aus dem letzten Halbprisma fällt das Licht auf ein total reflectirendes Prisma, dessen brechende Kante horizontal steht, dessen Hypotenusenfläche also vertical und parallel der letzten Fläche des Halbprismas steht, und die gleiche Höhe hat wie dieses. Das Licht durch-

1) Siehe J. N. Lockyer, Contributions to Solar Physics. London bei Macmillan & Co. 1874 p. 167.

2) H. Grubb, Automatic spectroscope for Dr. Huggins sun observations. Monthly Not. 31. p. 36—38 (1870).

läuft daher die Prismenkette in umgekehrter Richtung, tritt aus dem ersten Halbprisma normal aus und gelangt in das Fernrohr, welches also einen rechten Winkel mit dem Collimator bildet. Collimator, Fernrohr und erstes Halbprisma bleiben unverändert fest stehen. (Vergl. die Fig. 150 auf S. 502.) Eine ganz ähnliche Construction lässt in demselben Jahre Young[1]) ausführen, nur ist sie in sofern viel ungünstiger, als er am Anfang und Ende keine Halbprismen anbringt, und weil er die schlechte Erhaltung des Minimums von Cooke benutzt. Er lässt auch das erste Reflexionsprisma hinter dem Collimator fort, setzt dafür ein kleines Reflexionsprisma hinter das Ocular des Fernrohrs. Aber schon im folgenden Jahre berichtet Young[2]), dass er die beiden Mängel beseitigt habe; Collimator und Fernrohr sind jetzt bei ihm fest mit einander verbunden, so dass sie durch einen und denselben Trieb verlängert oder verkürzt werden.

474. In derselben Zeit hat Cornu[3]) ebenfalls das Princip der Rückkehr der Strahlen und der Autocollimation angewandt, die Beschreibung seines Apparates ist aber erst 1883 erfolgt. Beim Fadenkreuz des Fernrohrs befindet sich der Spalt und ein kleines Reflexionsprisma, welches das seitlich herkommende Licht auf das Objectiv wirft. Es tritt parallel aus, geht durch ein Prisma von doppelter Höhe, wird durch zweimalige Reflexion in die obere Etage des Prismas zurückgeworfen, durchläuft sie, fällt bei seinem Austritt auf einen ebenen, senkrecht gegen den unter dem Minimum austretenden Strahl gestellten Spiegel und wird zurückreflectirt. Es durchläuft also zum dritten Mal das Prisma, dann nach zweimaliger Reflexion zum vierten Mal, und gelangt endlich in das mit dem Collimator identische Fernrohr. Cornu nimmt zur zweimaligen Reflexion nicht ein total reflectirendes Prisma, sondern zwei einen rechten Winkel bildende Spiegel. Dieses Spiegelpaar ist mit dem Prisma so verbunden, dass bei Drehung des Prismas die Spiegel sich um den doppelten Winkel drehen. Es ist genau dieselbe Vorrichtung, welche oben als von Langley zuerst angewandt beschrieben wurde; Fig. 167 zeigt das Schema des schönen Spectroscopes.

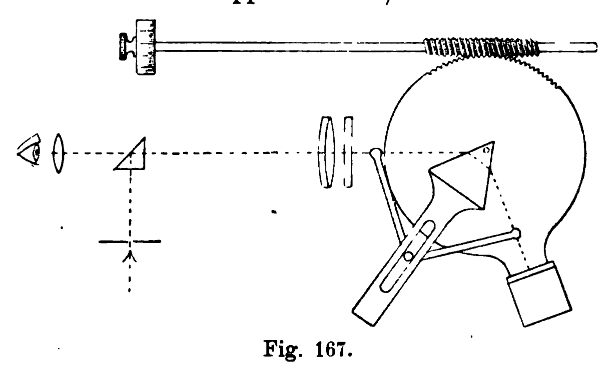


Fig. 167.

1) C. A. Young, Spectroscopic notes, J. of the Franklin Inst. **60**. p. 331—335 (1870), auch Nat. **3**. p. 110—113 (1870).

2) C. A. Young, Spectroscopic Notes, Nat. **5**. p. 85—88 (1871). Siehe auch W. Erck, Improvements in a solar spectroscope made by Mr. Grubb for Prof. Young. Monthly Not. **38**. p. 331—332 (1878). Das Instrument von Young ist abgebildet in H. Schellen Spectralanalyse, Braunschweig bei Westermann 1885, Bd. 1. p. 232.

3) A. Cornu, Sur un spectroscope à grande dispersion. J. de Phys. (2) **2**. p. 53—57 (1883).

475. In den folgenden Jahren führt Browning[1]) die Verbesserung ein, dass er bei der Prismenkette mit Rückkehr das Reflexionsprisma beweglich macht, so dass es nach Belieben hinter dem ersten, zweiten u. s. w. Prisma eingeschoben werden kann. Man hat es dadurch sehr bequem in der Hand, mit einer Dispersion von 2, 4, 6 u. s. w. Prismen zu arbeiten. Dann hat Browning[2]) den Rückgang der Strahlen sich mehr als einmal vollziehen lassen: die Prismen erhalten die vier- oder sechsfache Höhe des Objectivdurchmessers, die Strahlen laufen durch die unterste Etage hin, werden durch ein total reflectirendes Prisma in der zweiten Etage zurückgeworfen, durch ein zweites total reflectirendes Prisma in der dritten Etage wieder nach dem Ende der Kette gesandt, u. s. w., so dass sie die Kette von 4 Prismen vier oder sechs Mal durchlaufen. Browning nimmt dabei meist Compoundprismen. Nach demselben Principe hat auch Hilger[3]) Apparate gebaut, welche noch besser sein sollen. Die nebenstehende Fig. 168 zeigt die Einrichtung der Prismenkette. P sind die Prismen, R die Träger des Reflexionsprismas, C das Collimatorrohr, F das Fernrohr, O der Drehpunkt der Schlitzstangen, die von jedem Prismenträger und von jedem R nach der Mitte gehen. Die Verstellung der Prismen erfolgt durch die leicht verständliche Vorrichtung A mittelst einer Mikrometerschraube. a b, c d u. s. w. sind Stangen, welche die beweglichen Träger mittelst Drehpunkten verbinden.

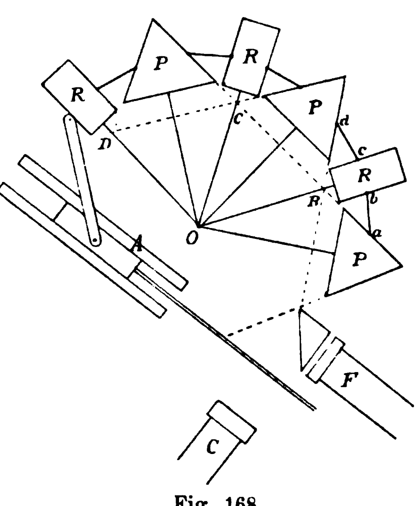


Fig. 168.

Baily[4]) findet es unbequem, dass es bei den mit einem Halbprisma schliessenden Apparaten nicht möglich sei, Licht von der letzten Prismenfläche in das Objectiv hinein zu reflectiren, was oft für Beleuchtung des Fadenkreuzes angewandt werde. Er giebt an, wie durch Anbringung von sonst nicht störenden Seitenflächen an dem letzten Prisma dieser Mangel beseitigt werden

---

1) J. Browning, On an universal automatic spectroscope. Monthly Not. Soc. **32.** p. 213—214 (1872).

2) J. Browning, On a large automatic spectroscope. Monthly Not. Soc. **33.** p. 410—411 (1873). Eine Abbildung findet man in H. Schellen, Spectralanalyse, Braunschweig bei Westermann 1883, Bd. 1. p. 240.

3) Eine Abbildung findet man in H. Schellen, Spectralanalyse, Braunschweig bei Westermann 1883, Bd. 1. p. 250. Siehe Bemerkungen über die Apparate bei H. Krüss, Ueber Spectralapparate mit automatischer Einstellung. Zs. für Instrkde. **5.** p. 232—244 (1885), siehe p. 241.

4) W. Baily, A new arangement for the micrometer of the automatic spectroscope. Phil. Mag. (5) **1.** p. 314—315 (1876).

könne. Wir können darüber wohl fortgehen. Dann giebt Baily[1]) eine eigene Construction eines automatischen Spectroscopes mit Rückkehr der Strahlen, welche schon oben besprochen ist. (§ 464.)

476. Eine ziemlich abweichende Construction führt Thollon[2]) ein, welche auf seine Theorie der Prismenpaare basirt ist (Fig. 169). Das aus dem Collimator C kommende Licht wird durch ein total reflectirendes Prisma A um 90° gedreht, geht dann durch zwei Prismenpaare a, b und c, d, welche doppelte Höhe haben, in der unteren Etage hin. Es wird dann an einem rechtwinkligen Prisma D mit vertical stehender Hypotenusenfläche durch zweimalige innere Reflexion in die höhere Etage zurückgeführt, durchläuft die beiden genannten Prismenpaare zum zweiten Male und zwei weitere, e, f und g, h zum ersten Male. Es wird durch das Reflexionsprisma E wieder in die erste Etage gebracht, durchläuft die beiden letzten Paare zum zweiten Male, um nach Drehung um 90° durch das Prisma B in das Fernrohr zu gelangen, welches in der Figur nicht gezeichnet ist. Collimator und Fernrohr stehen hier fest, das Instrument ist gradsichtig, nur die beiden Prismenketten werden gedreht, und die Figur deutet die einfache Vorrichtung dafür an. Die Prismen b und c, ebenso f und g sind natürlich zu je einem Prisma vereinigt. Im folgenden Jahre ersetzt Thollon[3]) die Glasprismen durch Compoundprismen aus Crownglas und Schwefelkohlenstoff, und erhält dadurch ein Spectroscop von ausserordentlicher Dispersion und Lichtstärke, welches er benutzt hat, um eine vortreffliche Zeichnung des rothen Theiles des Sonnenspectrums anzufertigen.

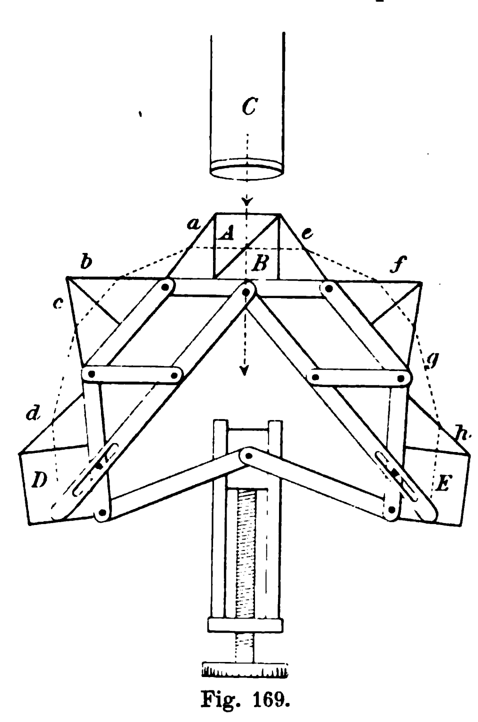


Fig. 169.

477. Durch Thollon's Angaben angeregt construirten Liveing und Dewar[4])

1) W. Baily, A new automatic motion for the spectroscope. Phil. Mag. (5) **4**. p. 100—104 (1877).

2) A. Thollon, Nouveau spectroscope à vision directe. C. R. **86**. p. 329—331 (1878); Théorie du nouveau spectroscope à vision directe. C. R. **86**. p. 595—598 (1878). Nouveau spectroscope. J. de Phys. **7**. p. 141—148 (1878).

3) A. Thollon, Nouveau prisme composé, pour spectroscope à vision directe, de très-grand pouvoir dispersif. C. R. **88**. p. 80—82 (1879), J. de Phys. **8**. p. 73—77 (1879). Siehe auch L. Laurent, Sur le spectroscope de M. Thollon. C. R. **88**. p. 82—84 (1879).

4) G. D. Liveing and J. Dewar, Note on a direct vision spectroscope after Thollon's plan, adapted to laboratory use and capable of giving exact measurements. Proc. Roy. Soc. **28**. p. 482—483 (1879).

einen Apparat, dessen Beschreibung freilich nicht sehr klar ist; wenn ich recht verstehe, so ist die Einrichtung folgende: aus dem horizontal liegenden Collimator treten die Strahlen in ein reflectirendes Prisma, welches sie um 90° dreht und in ein Halbprisma sendet, dessen brechende Kante horizontal liegt und dessen Höhe die doppelte der Objectivöffnung ist. Das Licht geht dann in ein zweites Halbprisma. Beider Ecken sind durch ein Charnier drehbar verbunden. Beim normalen Austritt aus dem zweiten Prisma wird das Licht durch ein fest mit jenem verbundenes total reflectirendes Prisma durch zweimalige innere Reflexion gezwungen, durch beide Prismen zurückzugehen, aber in ihrer zweiten Hälfte, in der anderen „Etage", nur dass hier die Etagen nicht über, sondern neben einander liegen. Durch ein rechtwinkliges Reflexionsprisma gelangt das Licht endlich in das Fernrohr, welches die Verlängerung des Collimators bildet. Das zweite Prisma und das mit ihm verbundene Reflexionsprisma werden durch eine Micrometerschraube gedreht, an deren Kopf man die Einstellung für verschiedene Wellenlängen ablesen kann. Ein Schema des Instrumentes giebt Fig. 170, wo C das Collimatorrohr, A das erste Reflexionsprisma, 1 und 2 die beiden Halbprismen, D das zweite Reflexionsprisma mit doppelter Reflexion, B das dritte, F das Fernrohr bedeuten, E das Charnier. Der Gang der Strahlen ist angedeutet, doch ist zu bemerken, dass er nicht in der Ebene des Papiers erfolgt.

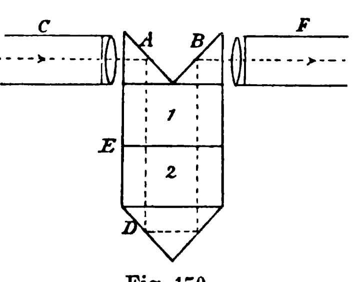


Fig. 170.

Lippich[1]) beschreibt einen Apparat mit Rückkehr der Strahlen und Autocollimation, der nichts Neues bietet. Auch Lommel[2]) giebt einen solchen Apparat mit einem Prisma von 30°.

Endlich hat H. Krüss[3]) die Construction von Hilger vereinfacht und zuverlässiger gemacht, indem er weniger Drehpunkte benutzt. Er erreicht das, indem er (siehe die punktirten Linien in Fig. 168 p. 519) die Prismenträger soweit verlängert, bis ihre Ecken in B, C u. s. w. zusammenstossen, und sie hier durch einen Drehpunkt vereinigt. Ein solcher Punkt tritt an die Stelle der vier Drehpunkte a, b, c, d bei Hilger. Das Instrument ist in Fig. 171 dargestellt. Es besitzt zwei ganze und ein halbes Prisma; das die Strahlen in die zweite Etage zurückreflectirende Prisma R kann nach Belieben zwischen je zwei der Prismen eingeschoben und dadurch die Dispersion verändert werden. Das erste Prisma steht ganz fest, die folgenden und die Träger des Reflexions-

1) F. Lippich, Ueber die Lichtstärke der Spectralapparate. Centralztg. f. Optik u. Mech. 2. p. 49—50, 61—62 (1881).

2) E. Lommel, Ueber einige optische Methoden und Instrumente. Zs. f. Instrkde. 5. p. 124—126 (1885).

3) H. Krüss, Ueber Spectralapparate mit automatischer Einstellung. Zs. f. Instrkde 5. p. 232—244 (1885).

prismas werden automatisch auf das Minimum eingestellt, indem durch die mit dem grossen Kopfe versehene Schraube s′ s, das gezahnte Radsegment n und die Stange m die letzte Stange nach dem verschiebbaren Mittelpunkt der Prismenkette verschoben wird.

478. Es sind noch verschiedene andere Methoden vorgeschlagen worden, durch mehrfachen Durchgang des Lichtes durch Prismen die Dispersion zu steigern, wobei man die Strahlen auch mehr als zweimal durch dasselbe Prisma hat hindurchgehen lassen. Es seien hier folgende Vorschläge erwähnt: Guglielmo[1]) will unter den Collimator und das Fernrohr Spiegel setzen,

Fig. 171.

zwischen welchen sich das Prisma befindet. Die Axen von Collimator und Fernrohr sind nicht horizontal, sondern nach unten geneigt, die Spiegel sind ebenfalls gegen einander geneigt, so dass die aus dem Collimator kommenden Strahlen beliebig oft zwischen den Spiegeln hin und her gehen, je nach ihrer Neigung, dabei jedesmal das Prisma durchlaufen, und schliesslich in das Fernrohr gelangen. Es scheint mir selbstverständlich, dass dieser Vorschlag, bei welchem kein Strahl das Prisma im Hauptschnitt durchläuft, nie benutzt werden wird. Newall[2]) nimmt für astronomische Zwecke die in Fig. 172 gezeichnete Prismencombination: Das Licht kommt in der Pfeilrichtung aus dem Collimator, wird durch das Prisma mit der brechenden Kante A gebrochen, wird in dem

1) G. Guglielmo, Intorno ad un modo per aumentare notevolmente la dispersione degli spettroscopi a prismi. Atti R. Acc. Lincei, Ser. IV, Rendiconti **6**, 2. p. 195—199 (1890).

2) H. F. Newall, On a combination of prisms for stellar spectroscope. Cambridge Proc. **8**. p. 138—141 (1894), auch Astron. & Astrophys. **13**. p. 309—311 (1894).

zweiten, mit dem ersten fest verbundenen Prisma zweimal reflectirt, geht abermals durch das erste Prisma, bei welchem nun B die brechende Kante ist, und tritt dann in das Fernrohr. Von der ersten Prismenfläche AB wird gleichzeitig weisses Licht in das Fernrohr reflectirt, welches ein Bild des Spaltes im Spectrum erzeugt. Dreht man die Prismencombination um eine Axe bei G um den Winkel α, so dreht sich dies Spaltbild um 2α, gleichzeitig verschiebt sich das Spectrum um einen kleineren Winkel; man kann somit das Spaltbild als Marke zur Messung im Spectrum (vergl. § 389) benutzen. Wadsworth[1])

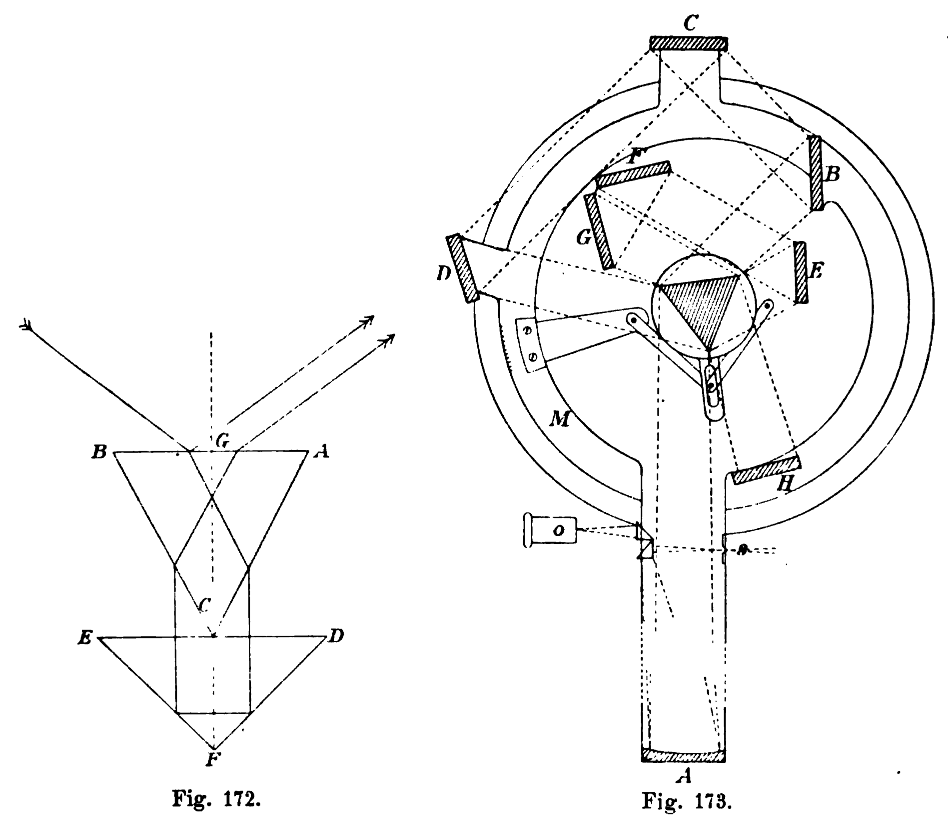


Fig. 172. Fig. 173.

wirft dieser Construction mit Recht vor, dass die Strahlen nicht unter dem Minimum durchgehen, so dass die Bilder schlecht werden müssen.

479. Wadsworth selbst benutzt aber dann das Princip mehrfachen Durchganges durch dasselbe Prisma mit dazwischen liegenden Reflexionen, um theoretisch richtige Apparate herzustellen, die er in vielen verschiedenen schön durchdachten Formen angiebt. Es sei hier nur eine der Formen (Fig. 173) vorgeführt, während ich im Uebrigen auf die Abhandlung selbst hinweisen muss. Die Strahlen können hier das Prisma sechs Mal durchlaufen: von Spalt s kommend werden sie durch das kleine Reflexionsprisma auf den Hohlspiegel

1) F. L. O. Wadsworth, A new multiple transmission prism of great resolving power. Astrophys. J. **2**. p. 264—282 (1895).

A geworfen, welcher für Collimator und Fernrohr gemeinsam als Objectiv dient. Das parallel gemachte Licht geht zum ersten Mal durch das Prisma, fällt auf den Spiegel B, auf C, auf D, der es zum zweiten Mal durch das Prisma schickt. Nach Reflexion an E, F, G geht es zum dritten Mal durch das Prisma, fällt auf einen senkrecht gegen die Strahlen gestellten Spiegel H, der sie denselben Weg zurückgehen lässt; so gelangen sie wieder nach dem Hohlspiegel A und mittelst eines kleinen Reflexionsprismas in das Ocular O. Die Spiegel B, C, D und H sind auf demselben Kreise M befestigt, der auch den Nonius trägt; die Spiegel E, F, G stehen auf einem inneren Kreise fest, der mit dem Fernrohrcollimator verbunden ist. Das Prisma endlich ist auf einem innersten Kreise aufgestellt, der mit dem äussersten Kreise M durch die bekannte Vorrichtung zur Erhaltung des Minimums verbunden ist, so dass sich das Prisma halb so viel dreht, wie der äusserste Kreis. Um M herum liegt der Theilkreis. Es ist leicht ersichtlich, dass hier die Strahlen stets unter dem Minimum der Ablenkung durchgehen, sowie, dass man den Apparat auch mit einmaligem, zweimaligem u. s. w. Durchgang der Strahlen durch das Prisma benutzen kann, wenn man noch ein gewöhnliches Fernrohr, das um die Axe des Apparates drehbar ist, anbringt, und je nach Wunsch einzelne von den Spiegeln fortnimmt. —

Der Apparat giebt zu dem naheliegenden Bedenken Veranlassung, dass durch die vielen Reflexionen zu viel Licht verloren geht. Aber Wadsworth ist auch weit davon entfernt, ihn allgemein zu empfehlen; nur für solche Fälle ist er construirt, wo man aus einem oder dem anderen Grunde die gewöhnliche Einrichtung mit vielen Prismen nicht anwenden kann. Solche Gründe können z. B. sein, dass sich viele Prismen nicht beschaffen lassen, wie es z. B. der Fall wäre, wenn man mit Fluorit arbeitet; es würde aus Mangel an dem nöthigen Material einfach unmöglich sein, etwa 4 grössere Prismen sich zu beschaffen. Ebenso können die sehr viel geringeren Kosten der Spiegel im Vergleich zu den Prismen maassgebend sein, wenigstens in Fällen, wo man reichlich Licht zur Verfügung hat.

Es sind noch eine ganze Anzahl anderer Constructionen ersonnen worden. auch von Wadsworth; sie verfolgen aber meist noch besondere Zwecke und werden danach an anderer Stelle besprochen werden.

480. Die von Duboscq und Littrow eingeführte Methode der Autocollimation, d. h. das Zusammenfallen von Collimator und Fernrohr, ist, wie man aus dem Vorhergehenden sieht, nur sehr selten verwandt worden, obgleich sie sehr zweckmässig erscheint, da sie das Instrument einfacher und vor Allem billiger macht durch Wegfallen eines Objectivs. Das hat seinen Grund in zwei Uebelständen der Methode: erstens sitzt dabei der Spalt sehr nahe an dem Ocular, was offenbar in den meisten Fällen sehr störend sein muss, und zweitens sieht man durch das Ocular auf die Innenseite des Objectives, welches von dem Spalt her beleuchtet ist. Das an der inneren Objectivfläche reflectirte Licht erleuchtet also das Gesichtsfeld, und dies falsche Licht kann

unter Umständen das Instrument unbrauchbar machen. Brackett[1]) hat diesen Fehler dadurch zu beseitigen gesucht, dass er das Objectiv besonders construirt: Die innere Fläche der ersten Linse erhält als Krümmungsradius die Brennweite des Objectivs; dadurch werden die vom Spalt kommenden am Objectiv reflectirten Strahlen in sich zurückreflectirt, können also das übrige Gesichtsfeld nicht erhellen. Die zweite Linsenfläche erhält identische Krümmung mit der ersten Fläche der zweiten Linse und beide werden verkittet. — Bei dieser Einrichtung soll das diffuse Licht grösstentheils beseitigt sein; allein es ist klar, dass die Linse nun die übrigen ihr sonst auferlegten Bedingungen, Beseitigung der chromatischen und sphärischen Abweichungen, nicht genügend erfüllen kann[2]).

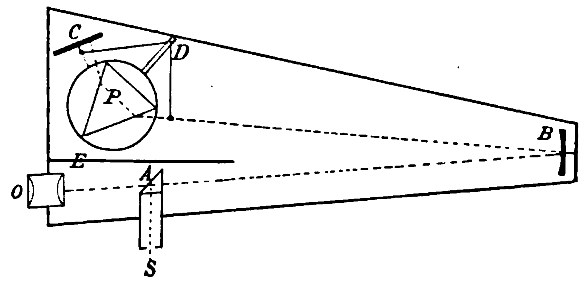


Fig. 174.

Wadsworth[3]) weist darauf hin, dass dieser Fehler sich leicht beseitigen lässt, wenn man das Objectiv durch einen sphärischen Spiegel ersetzt[4]), und giebt folgende Construction, Fig. 174: Das Licht kommt vom Spalt S, wird durch ein Reflexionsprisma A um 90° gedreht und fällt auf den Hohlspiegel B, der es parallel macht. Es geht nun durch das Prisma P, gelangt auf einen ebenen Spiegel C,

1) C. B. Brackett, Note on the Littrow form of spectroscope. Americ. J. (3) **24**. p. 60—61 (1882).

2) Liveing und Dewar empfehlen das Princip der Autocollimation für Beobachtung mit reflectirenden Gittern. Wir haben bei diesen besprochen, dass sie ein Minimum der Ablenkung haben, wenn einfallender und gebeugter Strahl den Winkel 0 mit einander bilden; unter dem Minimum lässt sich also nur mit Autocollimation beobachten. Diese soll den Vortheil haben, dass sich sehr leicht für genaue Parallelität der einfallenden Strahlen sorgen lässt, andererseits aber diese Parallelität bei dem Minimum nicht so nothwendig für scharfe Bilder ist, als bei einer anderen Stellung. Ferner lässt sich grössere Dispersion erreichen: Sind α und β die Winkel zwischen Collimator und Fernrohr gegen die Gitternormale, so ist $a(\sin\alpha + \sin\beta) = n\lambda$, und die Dispersion ist proportional zu $\frac{n}{\cos\beta}$. Sie wird also so gross wie möglich, wenn man α und β möglichst gross macht. Beide können aber nahe 90° werden nur bei Autocollimation. Vergleichen wir Autocollimation mit der sonst üblichen Stellung des Collimators senkrecht zum Gitter, so ist im ersten Fall $\alpha = \beta$, im zweiten $\alpha = 0$, also im ersten $n\lambda = 2a\sin\beta$, im zweiten $n'\lambda = a\sin\beta$, also im ersten Fall haben wir doppelte Dispersion (d. h. wir beobachten in einem Spectrum doppelt so hoher Ordnung). Endlich soll diese Einrichtung genauere Bestimmung der Wellenlängen ermöglichen, da eine Winkelmessung fortfällt. — Bei dem von Liveing und Dewar construirten Instrument sind aber die Axen von Fernrohr und Collimator nicht identisch, sondern schwach geneigt, wenn auch nur so wenig, dass für beide ein Rohr und eine Linse genügt. Siehe Cambridge Proc. **4**. p. 336—342 (1883).

3) F. L. O. Wadsworth, An improved form of Littrow spectroscope. Phil. Mag. (5) **38**. p. 137—142 (1894).

4) Auch J. Stoney hat bei einem eigenthümlichen Constructionsvorschlag Hohlspiegel statt der Linsen benutzt. Siehe Les Mondes **39**. p. 342—343 (1876).

der es zurückreflektirt, so dass es zum zweiten Mal durch P nach B gelangt. Der Hohlspiegel entwirft nun ein Bild des Spectrums, welches durch das Ocular O betrachet wird. Prisma und ebener Spiegel C sind durch die Einrichtung zur Erhaltung des Minimums, D, verbunden. E ist ein Schirm, der das Ocular vor diffusem Licht schützt. Das Reflexionsprisma A steht etwas tiefer als P, und B ist so justirt, dass die zurückkehrenden Strahlen frei über A fort nach dem Ocular gelangen. Das Bild wird dadurch etwas astigmatisch, was aber für Spectrallinien nichts schadet. Wadsworth giebt an der bezeichneten Stelle noch einige Constructionsvorschläge.

481. Es kommen nicht selten Fälle vor, wo es wünschenswerth ist, dass Fernrohr und Collimator eine grade Linie bilden, dass man durch das Spectroscop die Lichtquelle direct anvisiren könne, wie durch ein Fernrohr. Das tritt namentlich ein, wenn man sich rasch bewegende Lichtquellen, z. B. Meteore, Blitze oder dergleichen Erscheinungen spectroscopisch untersuchen will. Für solche Zwecke hat man gradsichtige Spectroscope oder Spectroscope à vision directe gebaut, die entweder auf dem Princip beruhen, dass man durch entgegengesetzt gestellte Prismen von geringer Dispersion, grossem Brechungsvermögen die durch das erste Prisma hervorgebrachte Ablenkung eines Strahles mittlerer Wellenlänge ganz aufhebt, die erzeugte Dispersion aber nur theilweise, oder auf dem Principe, dass das Licht vor oder nach dem Durchgang durch das Prisma reflectirt wird durch einen Spiegel oder ein total reflectirendes Prisma. Ist die Dispersion bei einem solchen Spectroscop gering, so dass das ganze Spectrum gleichzeitig im Gesichtsfeld ist, so kann Collimator, Prisma und Fernrohr fest mit einander verbunden werden. Das Instrument bildet dann einen besonderen Fall einer anderen Reihe von Spectroscopen, welche Wadsworth[1]), dem wir die eingehendste Durcharbeitung der verschiedensten Typen verdanken, fixed-arm-Spectroscope genannt hat. Es kommt nämlich mitunter vor, dass man sich gezwungen sieht, Fernrohr und Collimator unveränderlich feste Stellung zu geben, während man die verschiedenen Theile des Spectrums durchs Gesichtsfeld wandern lässt. Dazu kann man z. B. gezwungen werden, wenn der beobachtende Theil des Spectrometers sehr schwer oder sonst unbeweglich ist, wenn man z. B. die Strahlen mit einem Michelson'schen Interferenzrefractometer oder mit einem Radiomicrometer oder einem Radiometer untersuchen will; der erste Apparat ist viel zu schwer, um beweglich zu sein, die anderen bedürfen einer sicheren Aufstellung. In solchen Fällen kann man manchmal noch das Collimatorrohr bewegen, aber auch das wird unmöglich, wenn z. B. die Lichtquelle ein an der Quecksilberpumpe sitzendes Geisslerrohr ist. Auch wenn man mit unge-

1) F. L. O. Wadsworth, An improved form of the Littrow spectroscope, Phil. Mag. (5) **38**. p. 137—142 (1894). Fixed-arm spectroscopes, Astron. & Astrophys **13**. p. 835—849 (1894). Some new designs of combined grating and prismatic spectroscopes of the fixed-arm type, and a new form of the objective prism; Astroph. J. **1**. p. 232—247 (1895). A new multiple transmission prism of great resolving power, Astrophys. J. **2**. p. 264—282 (1895). Fixed-arm concave grating spectroscopes, Astrophys. J. **2**. p. 370—382 (1895).

wöhnlich langen Brennweiten bei Collimator und Fernrohr arbeitet, kann die Nothwendigkeit eintreten, beide fest stehen zu lassen, wie z. B. bei dem von Langley zur Untersuchung des ultrarothen Sonnenspectrums gebrauchten Spectrobolometer, wo das eine Rohr 4, das andere 10 Meter lang ist. Welchen Winkel die Rohre mit einander bilden, ist für das „festarmige" Spectroscop meist gleichgültig, er kann ebenso gut ein beliebiger, wie 90° oder 180° gross sein. Im letzten Fall haben wir ein gradsichtiges Spectroscop. Wir wollen im Folgenden die hierher gehörigen Apparate besprechen.

482. Die ersten gradsichtigen Spectroscope sind wohl von Janssen[1]) eingeführt worden; er beschreibt zwei derartige Instrumente, deren erstes in Fig. 175 im Querschnitt dargestellt ist: rechts ist das Collimatorrohr, aus wel-

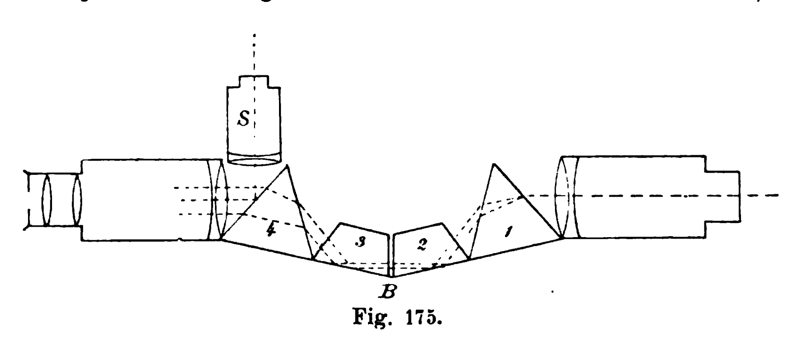


Fig. 175.

chem das Licht in ein Prisma 1 aus Flintglas von 60° tritt. Das Licht kommt dann in einen Crownglaskörper 2, der so geschliffen ist, dass ein Strahl mittlerer Wellenlänge senkrecht auffällt, und nach einer inneren totalen Reflexion senkrecht austritt. Beide Theile sind fest mit einander verbunden. Das Licht geht dann durch eine zweite identische Combination, 3 und 4, und gelangt dann ins Fernrohr. Seitlich ist noch ein kurzes Rohr S mit Vergleichsscala angebracht, welches in gewöhnlicher Weise eine Scala auf das Spectrum zu projiciren gestattet. Die beiden Prismenpaare sind nicht fest mit einander verbunden, sondern um ein bei B befindliches Charnier drehbar; man kann dadurch jede Wellenlänge in die Mitte des Gesichtsfeldes bringen.

Die zweite Construction (Fig. 176) benutzt das von Amici[2]) eingeführte gradsichtige Prisma; nur begnügt sich Janssen nicht mit einem Flintglas

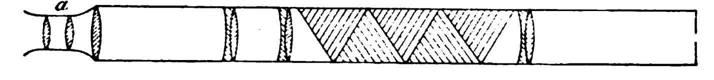


Fig. 176.

zwischen zwei Crowngläsern, sondern nimmt 2 Flintprismen zwischen 3 Crownprismen, um die Dispersion zu steigern. Das Fernrohr besitzt 2 Linsen dicht hinter einander, wodurch das Gesichtsfeld vergrössert werden soll, und eine

1) J. Janssen, Note sur de nouveaux spectroscopes. Atti accad. dei Lincei **16**. p. 73—75 (1862). Note sur trois spectroscopes présentés, C. R. **55**. p. 576—578 (1862).

2) G. B. Amici, Museo fiorentino (1) **1** (1860)*.

kleine Ocularscala, a der Figur. Da die Ausdehnung des Spectrums hier gering ist, so dass es ganz im Gesichtsfeld liegt, sind alle Theile fest mit einander verbunden.

Diese Spectroscope wurden von Hofmann in Paris gebaut, der auch noch ein grösseres sehr vorzügliches Instrument nach der zweiten Form herstellt[1]), welches mit einer Vergleichsscala versehen ist, und bei welchem das Fernrohr etwas drehbar ist, da das Spectrum zu lang ist, um ganz im Gesichtsfeld Platz zu haben. Browning hat solche Spectroscope noch kleiner und lichtstärker hergestellt, indem er das Fernrohr fortlässt. Fig. 177 zeigt

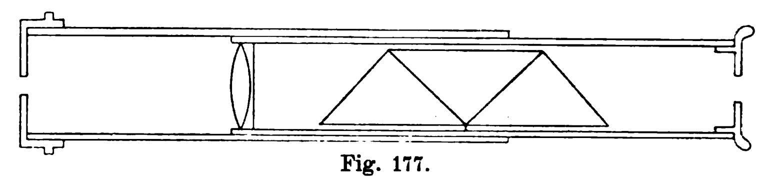


Fig. 177.

seine Einrichtung in natürlicher Grösse: auf den Spalt folgt eine Linse, welche ein Bild des Spaltes entwirft[2]). Zwischen Linse und Bild wird das gradsichtige Prismensystem eingeschaltet, und am andern Ende trägt das Rohr nur eine Ocularöffnung. Nach demselben Princip haben Hilger, Schmidt und Hänsch noch bessere Taschenspectroscope durch Anwendung stärker dispergirender Glassorten geliefert.

Auch für astronomische Zwecke hat man sehr oft gradsichtige Spectroscope mit Amici'schen Prismen verwandt; Merz ist dabei zu Sätzen von 11 Prismen gegangen, um die Dispersion zu steigern. Es scheint aber unzweifelhaft, dass solche Constructionen verfehlt sind: durch die vielen erforderlichen optischen Flächen werden sie theuer, und durch die grosse Glasdicke wird der Lichtverlust durch Absorption sehr bedeutend. Die nach Amici's Princip construirten Instrumente werden wirkliche Bedeutung nur für Fälle haben, wo man sich mit geringer Dispersion begnügen kann oder muss, und wo die Leichtigkeit und Gradsichtigkeit des Instrumentes seine sonstigen Mängel überwiegt.

Bei Beobachtung von Meteoren ist das Instrument wohl das einzig brauchbare; dabei ist dann aber ein möglichst grosses Gesichtsfeld ebenso wichtig wie die Gradsichtigkeit. Huggins[3]) hat das dadurch zu erreichen gesucht, dass er den Spalt ganz fortlässt und an Stelle der Ocularlinse eine planconvexe Cylinderlinse setzt. Browning[4]) dagegen setzt vor das Prisma eine achromatische Cylinderlinse, dahinter ein achromatisches Ocular. Fig. 178

1) Siehe A. Forster, Zur Spectralanalyse. Zs. f. analyt. Chem. **5**. p. 329—331 (1866).

2) Ganz ähnlich hat später auch Hofmann gebaut; siehe Moigno, Les Mondes **29**. p. 184—186 (1872); Hofmann, C. R. **79**. p. 581 (1874).

3) W. Huggins, Description of a hand spectrum-telescope. Proc. Roy. Soc. **16**. p. 241—243 (1868), auch Phil. Mag. (4) **35**. p. 239—241 (1868).

4) J. Browning, On a contrivance for reducing the angular velocity of meteors, so as to facilitate the observation of their spectra. Monthly Not. **28**. p. 50—51 (1868).

giebt seine Zeichnung wieder. v. Konkoly[1]) zieht freilich ein blosses Prisma à vision directe vor. Auch zu ganz speciellen Zwecken sind derartige Instrumente hergestellt worden. Da man sie für jeden beliebigen Theil des Spectrums gradsichtig machen kann, so kann man, wenn es sich nur um Beobachtung eines kleineren Theiles des Spectrums handelt, für diesen Theil auch mit grösserer Dispersion versehen, ohne das Fernrohr drehbar machen zu müssen. So beschreibt Donnelly[2]) ein Instrument, welches von Hilger für C gradsichtig gebaut war. Smyth[3]) hat durch Browning ein Regenbandspectroscop herstellen lassen, welches für die Gegend von D gradsichtig war, wo einige besonders characteristische Absorptionslinien des Wasserdampfs liegen.

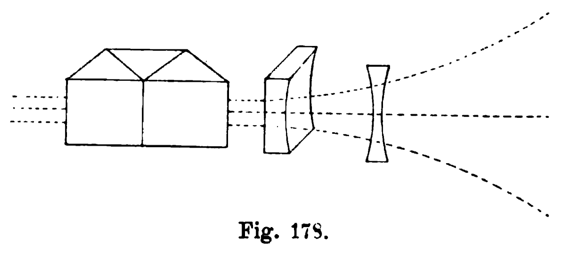


Fig. 178.

Die gradsichtigen Halbprismenapparate von Christie sind schon in § 381 abgebildet und besprochen worden.

483. Man kann den Lichtstrahl nach seinem Durchgang durch ein Prisma auch durch Reflexion in seine ursprüngliche Richtung zurückbringen, wie es schon Janssen bei seiner ersten Construction machte. Eine solche Einrichtung hat gegenüber der andern noch den Vortheil, dass man von der durch das eine Prisma erreichten Dispersion nichts verliert. Dafür bestimmte Combinationen von Prismen mit Spiegeln oder total reflectirenden Prismen sind vielfach ersonnen worden, und sie sind bei Besprechung der Prismen zum Theil erwähnt worden. (§ 374.) Es seien hier nur Duboscq, Simmler[4]), Ricco, Herschel[5]), Radau[6]), Emsmann[7]), Kessler[8]), Fuchs[9]), Goltzsch[10]), Liveing und Dewar[11]), Pellin et Broca[12]) genannt. Die sehr schlechte Einrich-

1) N. v. Konkoly, Handbuch für Spectroscopiker, Halle bei Knapp 1890, p. 238.

2) J. F. D. Donnelly, A meteorological spectroscope. Nat. **26**. p. 501 (1882).

3) Das Instrument ist genau wie ein Taschenspectroscop gebaut und von gleicher Grösse.

4) R. Th. Simmler, Ein Hand- und Reisespectroscop. Pogg. Ann. **120**. p. 623—630 (1863).

5) A. S. Herschel, Direct vision spectroscopes by double internal reflection. Intellectual Observer **7**. p. 444—447 (1865)*, auch Mondes **7**. p. 132 (1865).

6) R. Radau, Construction von Spectroscopen ohne Abweichung mit ein oder zwei Prismen. Rep. f. phys. Techn. **2**. p. 241—242 (1867).

7) H. Emsmann, Ein Spectroscop à vision directe mit nur einem Prisma. Poggend. Ann. **150**. p. 636—640 (1873).

8) F. Kessler, Ueber das einfache euthyoptische Spectroscop. Poggend. Ann. **151**. p. 507—510 (1874).

9) Fr. Fuchs, Vorschläge zur Construction einiger optischer Vorrichtungen. Zs. für Instrkde. **1**. p. 349—353 (1881).

10) H. Goltzsch, Spectroscop mit constanter Ablenkung. Rep. f. physic. Techn. **18**. p. 188—190 (1882).

11) G. D. Liveing and J. Dewar, Note on a new form of direct vision spectroscope. Proc. Roy. Soc. **41**. p. 449—452 (1886).

12) Ph. Pellin et A. Broca, Spectroscope à déviation fixe. J. de Phys. (3) **8**. p. 314—319 (1899).

tung des Instrumentes von Duboscq[1]), welches er lunette-spectre nannte, zeigt Fig. 179, das Instrument von Ricco[2]) Fig. 180. In letzterem Instrument sollen durch Drehung des Reflexionsprismas die verschiedenen Wellenlängen auf das Fadenkreuz gebracht werden, was, wie wir gleich nach Wadsworth besprechen werden, verkehrt ist. Ricco giebt später[3]) noch eine andere Construction, die durch Fig. 181 dargestellt ist. Sie liefert dieselbe Dispersion. wie sie durch zwei Prismen erreicht würde; für Flintglas, dessen mittlerer Brechungsexponent 1,63 ist, sind die Winkel: A = 60°. B = 109° 11′, C = 35° 25′, D = 95° 25′.

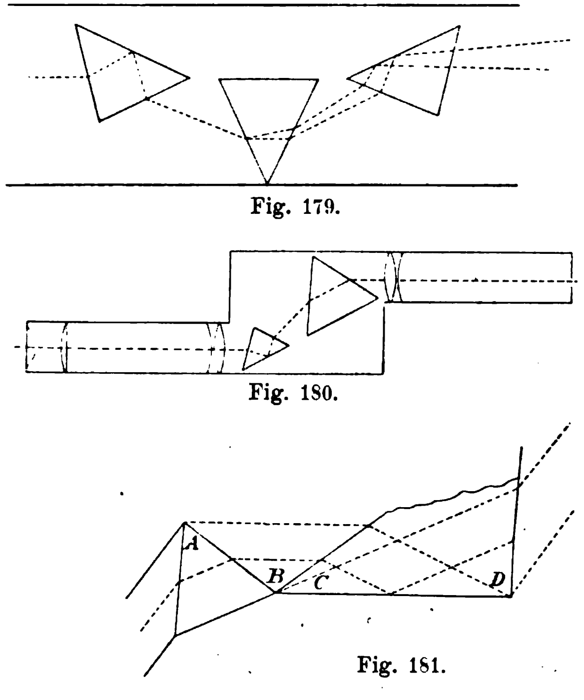


Fig. 179.

Fig. 180.

Fig. 181.

484. Nach dem früher Besprochenen können wir die gradsichtigen Spectroscope als einen besonderen Fall der festarmigen betrachten, indem wir bei letzteren den Winkel zwischen den Armen des Fernrohrs und Collimators gleich 180° machen. Nun sind alle Spectroscope nach dem Littrow'schen Typus, bei welchen die Strahlen den Weg durch ein oder mehrere Prismen zweimal durchlaufen, festarmige, indem bei ihnen die Verstellung der Prismen von dem letzten Prisma aus geschieht, Fernrohr und Collimator aber fest stehen. Von selbst bilden sie dabei mit einander den Winkel 0°, d. h. sie fallen zusammen; durch eine Reflexion aber kann man das eine der Rohre um 90° drehen, durch Einschaltung von zwei reflectirenden Prismen kann man die Rohre in die Verlängerung von einander bringen, also ein gradsichsichtiges Spectroscop herstellen. Wir haben gesehen, dass das in der That bei vielen Constructionen nach diesem Typus geschehen ist, z. B. bei Thollon und bei Liveing und Dewar (§ 476, 477).

Eingehende Untersuchungen über festarmige Spectroscope hat Wadsworth angestellt. In einer ersten Abhandlung[4]) bemerkt er, dass man jedes beliebige

1) Siehe G. Salet, Traité élémentaire de spectroscopie. Paris bei Masson 1888, p. 41.

2) A. Riccò, Mem. Soc. Spettrosc. Ital. **5**. p. 117—118 (1876).

3) A. Riccò, Combinazioni spettroscopiche a visione diretta, Mem. Soc. Spettrosc. Ital. **8**. p. 21—34 (1879); Gradsichtige Prismen, Zs. f. Instrkde. **2**. p. 105 (1882).

4) F. L. O. Wadsworth, Fixed-arm spectroscopes. Astron. & Astrophys **13**. p. 835—849 (1894) Phil. Mag. (5) **38**. p. 337—351 (1894).

Spectroscop in ein festarmiges verwandeln könne, wenn man hinter das Prisma einen Spiegel setzt, der sich bei Uebergang von einer Wellenlänge zur andern halb so viel dreht, wie das Prisma. Dabei tritt aber immer der Fehler auf, dass sich der reflectirte Strahl sich selbst parallel verschiebt, man also das Fernrohrobjectiv grösser machen muss oder Licht verliert. Er giebt dann Constructionen, bei welchen der Spiegel mit dem Prisma verbunden wird und an dessen Drehung Theil nimmt, und er berechnet den Ausdruck für die Verschiebung. Die Gleichung ergiebt dabei das Resultat, dass diese Verschiebung Null wird, wenn die Drehung um die Durchschnittslinie der Spiegelfläche und der Ebene, welche den Prismenwinkel halbirt, statt findet. Es sind hier vier besondere Fälle anzuführen, die in Fig. 182 dargestellt sind: die Drehung der Strahlen beträgt bei ihnen durch Prisma und Spiegel 90°, 180°, 270°, 0°.

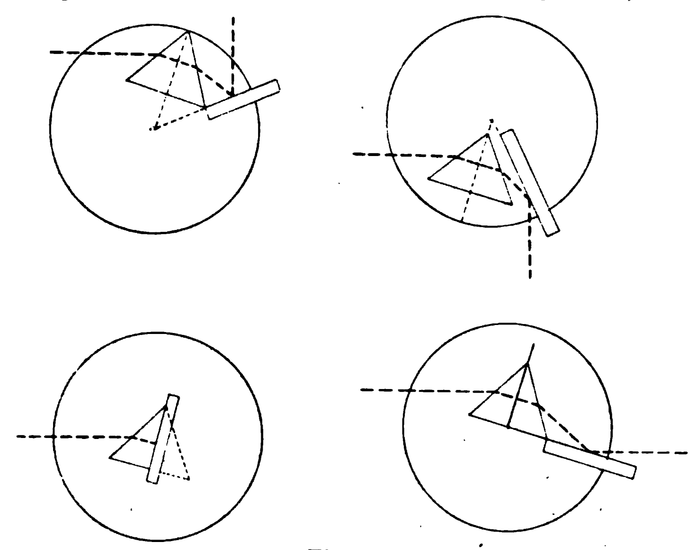


Fig. 182.

Der dritte Fall ist der von Littrow benutzte, wir haben ein halbes Prisma; der vierte Fall ist von Fuchs empfohlen, aber Fuchs hat nicht die Bedingung für die Lage des Drehpunktes aufgefunden, sagt im Gegentheil, dass der Strahl sich verschiebe. Da bei diesen vier Formen das Prisma mit Spiegel sich genau um den halben Winkel dreht, um welchen der unter dem Minimum durchgehende Strahl sich dreht, so kann man diese Combination zu exacten Messungen auf dem Spectrometer benutzen, und Wadsworth beschreibt ausführlich die Einrichtung und Justirung eines solchen Instrumentes. In einer folgenden Abhandlung[1]) giebt Wadsworth noch einige Vorschläge für Constructionen zu astronomischen Zwecken mit einem oder zwei derartigen Combinationen von Prismen und Spiegeln. Er führt dort auch noch andere Formen

1) F. L. O. Wadsworth, Some new designs of combined grating and prismatic spectroscopes of the fixed-arm type, and a new form of objective prism. Astrophys. J. 1. p. 232—247 (1895).

mit mehr Prismen an, von denen hier nur eine noch erwähnt sei; sie ist in Fig. 183 skizzirt. Der Tisch mit den beiden Prismen ist durch die gewöhnliche Vorrichtung zur Erhaltung des Minimums (die in der Figur fortgelassen ist) mit dem Spiegel verbunden, so dass der Tisch sich halb so rasch dreht, wie der Spiegel. Ganz dieselbe Construction, nur ohne Erhaltung des Minimums, hat übrigens schon viel früher Reynolds[1]) vorgeschlagen. In einer dritten Arbeit[2]) endlich giebt er die Construction, bei welcher das Prisma mehr als zwei Mal von den Strahlen durchlaufen wird, was wir schon oben (pag. 523) besprochen haben. Alle diese Formen sind festarmige, die ja für astronomische Zwecke, wo das Spectroscop am Fernrohr zu befestigen ist, und es auf möglichst grosse Festigkeit ankommt, wichtiger sind, als im Allgemeinen für spectroscopische Arbeiten.

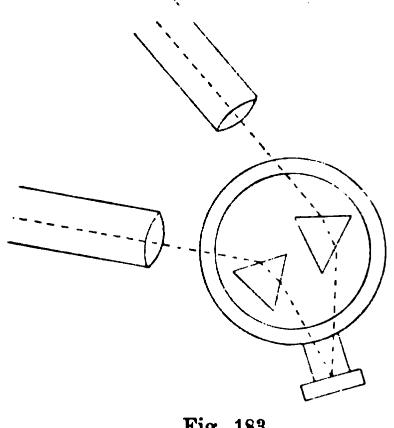


Fig. 183.

485. Wir wenden uns nunmehr zur Besprechung einzelner Theile des Spectralapparates, und wollen mit der Einrichtung des Spaltes beginnen. Wir haben gesehen, dass das Spectrum nichts anderes ist, als eine Reihe neben einander liegender Bilder des Spaltes in den im einfallenden Lichte vorhandenen Farben. Wollen wir daher als Spectrallinien feine scharf begrenzte gerade Linien haben, so sind ebenso gestaltete Spalte nöthig, und ein guter Spalt, d. h. ein solcher mit parallelen scharfen Rändern ist ein erstes Erforderniss eines guten Apparates. Die Ränder des Spaltes müssen möglichst scharf sein: sind sie abgerundet oder haben sie ebene Flächen, so wird an diesen ein Theil des Lichtes reflectirt und gelangt in anderen Richtungen auf das Collimatorobjectiv und in das Prisma, als das Licht, welches nur durch den Spalt hindurchgeht, es entsteht also mindestens diffuses Licht im Spectrum. Bei einem Spalt mit abgerundeten Schneiden würde ausserdem die Winkelöffnung der einfallenden Strahlen mit der Entfernung des Lichtquells veränderlich sein. Die Spaltränder sollen auch in dem Sinne scharf sein, dass sie weder Scharten noch kleine Hervorragungen besitzen. Solche würden den Spalt an der betreffenden Stelle weiter oder enger machen, und im Spectrum würden daher den betreffenden Stellen des Spaltes hellere oder dunklere Streifen entstehen, welche das ganze Spectrum longitudinal durchziehen. Dass solche longitudinale Streifen im Spectrum seinerzeit Aufsehen erregt haben, ist in dem Abschnitt über die Geschichte der Spectralanalyse (§ 41) besprochen.

1) E. J. Reynolds, Notes on spectrum analysis, Dublin quart. J. of sc. **4**. p. 190—196 (1864).

2) F. L. O. Wadsworth, A new multiple transmission prism of great resolving power. Astrophys. J. **2**. p. 264—282 (1895).

Aus dem Besprochenen ergiebt sich, dass wir den Spalt am besten aus möglichst hartem Material machen werden, da dieses sich am ehesten zu scharfen Schneiden gestalten lässt, dass aber auch, um die Schärfe zu behalten, das Material äusseren Einflüssen gegenüber widerstandsfähig sein muss. So ergiebt sich ohne Weiteres, dass glasharter Stahl sehr geeignet ist, wenn man nicht Oxydation zu fürchten hat, dass sonst Platin oder Legirungen von Platin und anderen Metallen, z. B. Iridium, zu benutzen sind. Das beste Material scheint aber Quarz zu sein, wie es Crookes benutzt, da Quarz vorzüglich zu bearbeiten und in höchstem Maasse widerstandsfähig ist.

Die Spectralspalte können noch dadurch verschieden sein, dass sich bei Oeffnung des Spaltes beide Spaltbacken um gleich Viel nach beiden Seiten verschieben, die Spaltmitte also genau an ihrer Stelle bleibt, — man sagt dann, es sei ein Spalt mit symmetrischer Verbreiterung, — oder die eine Spaltbacke ist ein für alle mal fest gestellt und nur die zweite lässt sich verschieben. Die erste Form ist erheblich vorzuziehen, namentlich, wenn es sich um ein zu Messungen bestimmtes Instrument handelt, aber da die mechanische Herstellung wesentlich schwieriger ist, findet man meist nur die zweite Form. Der Vortheil der symmetrischen Spalte beruht auf folgendem: da die Spectrallinien nichts anderes als Bilder des Spaltes sind, verbreitern sie sich, sobald wir den Spalt verbreitern. Wird nur eine Backe bewegt, so kommt nur an der einen Seite der Spectrallinie ein Stück hinzu, ob an der Seite der grösseren oder kleineren Wellenlängen, das hängt davon ab, ob die rechte oder linke Spaltbacke verschoben wird und ob die brechende Kante der Prismen nach rechts oder nach links gerichtet ist. Es verschiebt sich damit die Mitte der Spectrallinien, auf welche bei Messungen das Fadenkreuz des Fernrohres eingestellt wird. Hat man nun sein Spectrometer geaicht, d. h. ermittelt, welchen Wellenlängen die verschiedenen Stellungen des Fernrohrs entsprechen, so gilt diese Aichung bei einseitiger Spaltverbreiterung nur für eine Spaltbreite, da bei Verbreiterung eben alle Linienmitten nach Roth oder Violett zu verschoben werden. Man kann freilich zu allen Ablesungen eine Correctur hinzufügen, welche gleich der halben Breitezunahme des Bildes ist; aber es ist offenbar viel zuverlässiger und bequemer, sich von jeder Correctur frei zu machen, indem man einen symmetrischen Spalt nimmt, bei welchem eine Verschiebung der Linienmitte nicht eintritt, da die Linien an beiden Seiten genau gleichviel gewinnen.

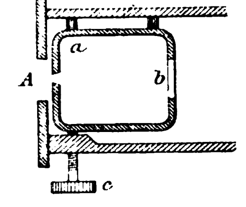


Fig. 184.

486. Wir wollen zunächst die üblichen Formen der einseitigen Spalte besprechen. Eine sehr primitive Einrichtung hat Mousson[1]) in seinem Spectroscop benutzt, welche Fig. 184 zeigt: Das Collimatorrohr hat vorn eine weitere Oeffnung A, hinter der der eigentliche Spalt sitzt. Er besteht im Ganzen aus einem zu einem Viereck gebogenen federnden

1) A. Mousson, Resumé de nos connaissances sur le spectre. Arch. sc. phys. et nat. (2) 10. p. 221—258 (1861).

Blechstreifen a, dessen eine Seitenfläche mit dem Collimatorrohr verbunden ist, während auf die gegenüber liegende Seite eine Schraube c wirkt, durch welche somit der Spalt verengert werden kann. Der Blechstreifen hat bei b einen Ausschnitt, damit das Licht hindurch kann.

Fig. 185 zeigt in Ansicht und Querschnitt einen wesentlich besseren Spalt in einer Form, wie sie bei allen einfacheren Apparaten gewöhnlich angewandt wird: die beiden Spalthälften a und b liegen auf der das Collimatorrohr verschliessenden Platte B zwischen zwei Platten A in schwalbenschwanzförmiger Führung. Die Hälfte a ist fest angeschraubt, die Hälfte b dagegen lässt sich verschieben. Dazu dient die Schraube c, welche sich in der festen Mutter d bewegt und sich mit ihrem Ende gegen b legt, so dass bei Hineindrehen der

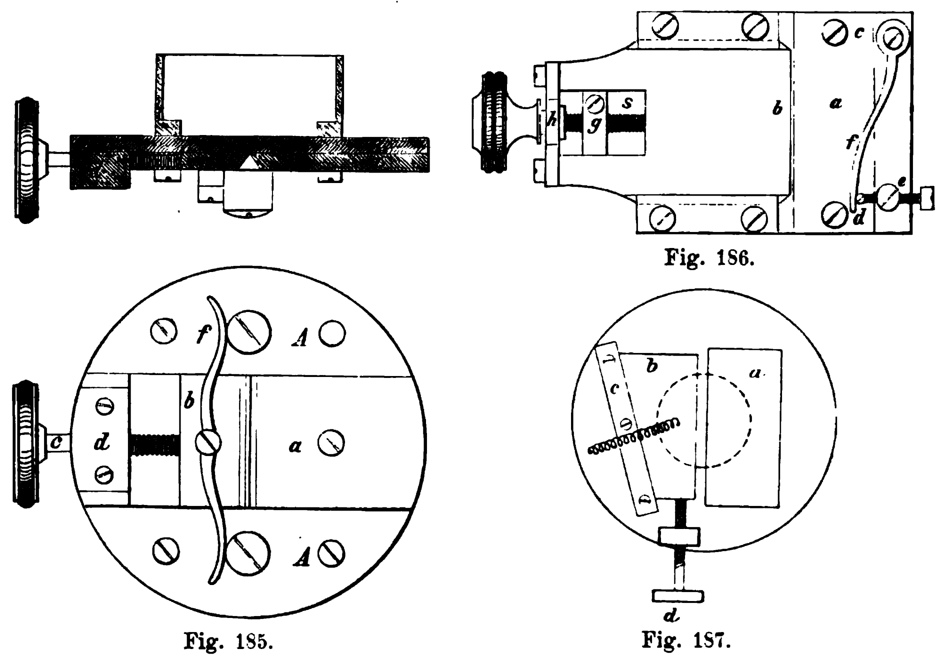


Fig. 186.

Fig. 185. Fig. 187.

Schraube der Spalt verengert wird. Andererseits ist an b eine kräftige Feder f befestigt, welche bei Nachlassen der Schraube b wieder zurücktreibt. Dieser Spalt hat zwei wesentliche Fehler: durch die Schraube werden die Spaltbacken einander genähert; es liegt daher die Gefahr sehr nahe, dass man bei unvorsichtigem Gebrauch die Spaltränder mit Gewalt gegen einander presst, und sie dadurch abstumpft. Bei einem zweckmässig construirten Spalt darf die Schraube ausschliesslich als Zugschraube dienen. Der zweite Mangel ist der, dass die nicht bewegliche Spaltbacke ganz fest ist, der Beobachter also nicht im Stande ist, die beiden Spaltränder genau parallel zu stellen, falls der Mechaniker das nicht genau genug gemacht hat.

Eine etwas andere Form, bei welcher der zweite Mangel vermieden ist, zeigt Fig. 186. Hier ist die Spaltbacke a noch um die Schraube c drehbar. An a sitzt der Stift d, auf welchen einerseits die Feder f, andererseits die Schraube e

wirkt, so dass man mittelst e die Ränder der Spalte genau justiren kann. Die Micrometerschraube s verschiebt sich hier durch Drehung in der festen Mutter g und verschiebt dadurch auch die mit ihr durch h verbundene Spaltbacke b.

Eine wesentlich abweichende Form, welche manche Vortheile hat, zeigt Fig. 187. a ist die feststehende Hälfte, welche noch mit hier fortgelassenen Justirvorrichtungen zur Parallelstellung versehen sein kann. Die bewegliche Backe b kann an einer geraden Schiene c entlang gleiten, welche einen gewissen Winkel mit der Spaltrichtung bildet, so dass der Spalt bei Bewegung der Backe nach oben sich öffnet. Diese Bewegung wird durch die Schraube d hervorgebracht, welche sich mit stumpfer Spitze gegen die untere Kante der Backe legt; diese wird andererseits durch eine in Wahrheit auf der Rückseite liegende Feder gegen die Leitschiene gezogen. Diese Construction ist sehr schön erdacht, die Spaltbacke bewegt sich ohne jeden Druck und Spannung, sie kann nicht gegen die andere Backe gepresst werden; wenn man den Winkel zwischen der Schiene und dem Spalt klein macht, kann man die Regulirung der Spaltweite beliebig fein machen mit grobem Schraubengewinde, endlich ist der Spalt wegen seiner Einfachheit relativ billig herzustellen. Er hat nur den einen Nachtheil, dass sich sehr gern zwischen Schiene und Backe Stäubchen setzen, wodurch die Parallelität der Spaltränder gestört wird.

487. Von den symmetrischen Spalten wollen wir zunächst auch wieder eine sehr einfache, aber, wenn mechanisch gut ausgeführt, gar nicht schlecht arbeitende Einrichtung vorführen. Die Spaltbacken a und b der Fig. 188 sind mit den Hebeln d und c zu einem Parallelogramm vereinigt. Die Hebel drehen sich um die Stifte e und f, und durch eine solche Drehung wird in leicht ersichtlicher Weise die Spaltweite geändert. Um die Drehung zu bewirken, ist an dem oberen Hebel eine Schraube mittelst Gelenkes angebracht, welche durch ein an der Spaltplatte befestigtes Metallstück g geht und dann von der Mutter h gefasst wird. Durch eine über die Schraube geschobene Spiralfeder i wird andererseits die Schraube so weit als möglich nach unten gedrückt. Wenn das Parallelogramm sorgfältig gearbeitet ist, so functionirt der einfache Mechanismus sehr gut.

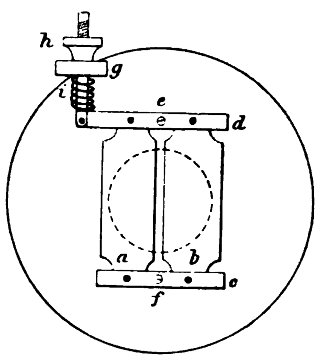


Fig. 188.

Eine sehr bequeme, wenn auch wenig genaue Einrichtung hat zuerst wohl Browning[1]) bei den Taschenspectroscopen à vision directe eingeführt: die beiden Spaltbacken gleiten zwischen zwei Schienen mit schwalbenschwanzförmiger Führung; an jeder ist ein Stift befestigt. Diese Stifte ragen hinein in zwei schneckenförmig gewundene Schlitze einer kreisförmigen Platte, welche unter dem Spalte liegt, und durch einen fest mit ihr verbundenen, aussen auf

1) Siehe S. C. Tisley, On a new and simple form of adjustable slit for the spectroscope. Rep. Brit. Ass. 1874, Not & Abstr. p. 27.

dem Rohr liegenden Ring gedreht werden kann. Jede solche Drehung zwingt die Stifte, sich gleichzeitig nach aussen oder nach innen zu bewegen und somit den Spalt symmetrisch zu öffnen oder zu schliessen.

Eine ziemlich complicirte Einrichtung ist von Merz[1]) eingeführt worden. Sie ist in Fig. 189 dargestellt: die beiden Spaltbacken bewegen sich zwischen den Führungsleisten a und b und werden durch die Federn f an diese heran gepresst. Die anderen Seiten der Backen, welche die Spaltränder sind, bilden einen Winkel von 45° mit den Leisten. Die eine Backe kann durch die Micrometerschraube S längs der Leiste verschoben werden; ihre Bewegung wird durch den um g drehbaren Hebel auf die andere Backe übertragen, welche sich also genau ebenso viel in der entgegengesetzten Richtung verschieben muss. Die Urtheile über das Functioniren dieser Einrichtung sind verschieden.

Fig. 189.

H. Krüss[2]) hat für das Vierordt'sche Photometer einen symmetrischen Doppelspalt construirt, dessen Einrichtung hier nur kurz skizzirt sei. Die Micrometerschraube, welche die Spaltweite regulirt, ist mit der einen Spalthälfte dadurch verbunden, dass sie in ihrer Mitte eine Kugel trägt, die in einem mit der Backe fest verbundenen Lager geht. Das Ende der Schraube greift in eine mit der anderen Backe verbundene Mutter. Die Backen werden durch eine starke Spiralfeder auseinander gedrückt. Somit werden bei Drehung der Schraube die Backen genähert oder entfernt, aber sie sind zunächst willkürlich in ihrer Lage; um das zu beseitigen, ist an jeder Backe ein Stift angebracht; sie legen sich, durch Federn angedrückt, gegen einen Hebel, dessen Mittelpunkt an der Grundplatte des Spaltes befestigt ist. Dazurch sind die Backen gezwungen, sich stets gleichweit von ihrer Nulllage nach beiden Seiten zu verschieben.[3])

Bei dieser Vorrichtung wird nur ein kurzer Spalt gebraucht, der zwischen den untersten Stücken der Spaltbacken gebildet wird; es lässt sich daher hier die Schraube in der Mitte der Backen anbringen, ohne dass sie einen Theil des Spaltes verdeckt. Die Spaltplatte wird aber ungebührlich gross, hat mehr als die vierfache Höhe des benutzten Spaltes. Will man dies vermeiden, so müsste die Schraube am einen Rande der Backe angebracht werden, der Zug auf die Backen ist dann ein einseitiger, sie suchen sich zu drehen und klemmen sich zwischen den Führungsleisten. Trotzdem ist diese Anordnung oft getroffen.

1) S. Merz, Kleines Universal-Stern-Spectroscop. Rep. f. phys. Techn. **6**. p. 273 (1870); Phil. Mag. (4) **41**. p. 129—132 (1871).

2) H. Krüss, Spectralspalt mit symmetrischer Bewegung der Schneiden. Rep. f. phys. Techn. **18**. p. 217—228 (1882).

3) Eine Aenderung dieser Construction führt C. Leiss ein, Zs. für Instrkde. **18**. p. 116 (1898).

namentlich in Verbindung mit einer Micrometerschraube, welche theils rechtshändig, theils linkshändig geschnitten ist; auf beiden Theilen sitzen Muttern, die mit den Backen fest verbunden sind und bei Drehung der Schraube die eine Backe ebenso viel nach rechts, wie die andere nach links verschieben. Den Uebelstand des unsymmetrischen Angriffs der Schraube hat Wadsworth [1]) durch eine hübsch erdachte Construction beseitigt, welche an beiden Backen in der Mitte angreift, aber dabei doch die Mitte des Spaltes frei lässt. Sie ist in Fig. 190 skizzirt: A und B sind die Backen, welche sich zwischen den Führungsleisten C bewegen und zwischen sich den Spalt D lassen. An der Backe B ist ein Metallbügel H angeschraubt, und es wird diese Backe durch eine kräftige Feder K nach rechts hinüber gepresst. Die Micrometerschraube

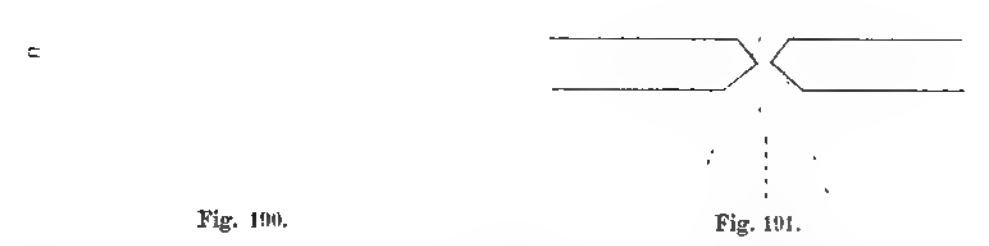


Fig. 190. Fig. 191.

E hat an zwei Stellen Gewinde eingeschnitten; das untere Ende läuft in der Mutter G, welche an der Backe A befestigt ist, das obere Stück Gewinde aber, welches die halbe Ganghöhe hat, wie das untere, läuft in der Mutter F, die mit der den Spalt tragenden Platte fest verbunden ist. Die Spitze der Schraube legt sich gegen den Bügel H. Wird nun die Schraube etwa hineingedreht um eine Strecke x, so wird dadurch die linke Spaltbacke direct um diese Strecke zurückgeschoben. Der rechte Spaltrand aber wird um dieselbe Strecke nach rechts gezogen, da die Mutter G sich doppelt so weit nach rechts bewegt, wie die Schraubenspitze nach links.

Die schon erwähnten Quarzschneiden von Crookes [2]) haben die Gestalt Fig. 191. Die nicht durch den Spalt gehenden Strahlen werden durch Brechung auf die Seite gelenkt und können durch Schwärzung der Rohrwände und Blenden unschädlich gemacht werden. Die Kanten sollen absolut scharf und gradlinig sein, so dass man den Spalt auf 0,0025 mm und weniger einstellen kann.

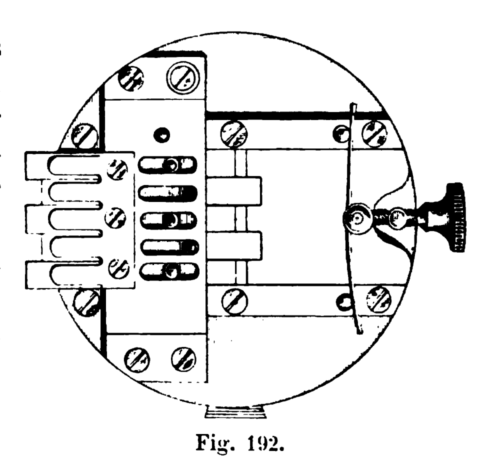
488. Während im Allgemeinen ein Spalt mit parallelen Rändern erforderlich ist, kann es manchmal wünschenswerth sein, ihm keilförmige Gestalt zu geben. Das erzeugte Spectrum ist dann an dem einen Rande lichtstärker und unreiner, an dem andern schärfer, aber schwächer; man kann so sehr

1) F. L. O. Wadsworth, A new design for large spectroscope slits. Amer. J. (3) **48.** p. 19—20 (1894). Siehe auch Zs. f. Instrkde. **14.** p. 364—366 (1894) und Astronomy & Astrophys. **13.** p. 527—538 (1894).

2) W. Crookes, The slit of a spectroscope. Chem. News **71.** p. 175 (1895).

schwache Linien leichter finden. Das ist z. B. von H. W. Vogel, Schumann und Anderen benutzt worden. Man[1] hat auch wohl empfohlen, den Spalt zu krümmen, so stark, dass die Krümmung der Linien im prismatischen Spectrum aufgehoben werde. Der Vorschlag ist indessen verfehlt, denn erstlich sind die Linien ja nicht nur gekrümmt, sondern werden nach den Rändern hin breiter, was nicht beseitigt werden kann, und zweitens ist die Krümmung für verschiedene Wellenlängen verschieden gross. Es sei hier nur erwähnt, dass für astronomische Zwecke auch kreisförmige Spalte vorgeschlagen worden sind; sie sollten den Zweck haben, die Sonnenscheibe abzublenden und nur die Strahlen vom Sonnenrande in das Spectroscop zu lassen.[2]

489. Man hat sehr häufig (zuerst vielleicht Lockyer) vor dem Spalt noch Blenden verschiedener Form angebracht, namentlich bei Apparaten zur Photographie der Spectra, welche gestatten, die verschiedenen Theile des Spaltes nach einander zu benutzen und durch sie verschiedene Spectra über einander auf dieselbe Platte zu photographiren, um sie zu vergleichen. Für genaue Messungen ist dies Verfahren aber durchaus zu verwerfen: die von verschiedenen Theilen des Spaltes kommenden Strahlen gehen auch durch verschiedene Theile des Objectivs und dadurch können die Spectra gegen einander verschoben werden. Die Einrichtung von Lockyer zeigt Fig. 192.


Fig. 192.

Hier sind 5 Schieber vorhanden, die einzeln geöffnet werden können. Bei anderen Apparaten ist eine Blende mit kleiner Oeffnung längs des Spaltes micrometrisch verschiebbar.

Aehnliche Blenden sind sehr vielfach benutzt worden. Eine eigenthümliche Form beschreibt J. Hartmann[3]. Da der Spalt ein leicht verletzbarer Theil des Spectroscopes ist, hat man mehrfach ihn mit einer dünnen Glas-, Glimmer- oder Quarzplatte bedeckt, namentlich auch, um ihn vor Anspritzen durch in die Flamme gebrachte Salze zu schützen.

---

1) G. Madan, On an improvement in the construction of the spectroscope. Phil. Mag. (4) **48**. p. 116 (1874). T. Grubb, On the improvement of the spectroscope. Proc. Roy. Soc. **22**. p. 308—310 (1874), Phil. Mag. (4) **48**. p. 532—534 (1874). Auch K. Ångström benutzt ihn für bolometrische Messungen: Oefvers. Vetensk. Ak. Förh. 1889 Nr. 9. p. 549—557.

2) Siehe J. N. Lockyer and G. M. Seabroke, On a new method of viewing the chromospere. Proc. Roy. Soc. **21**. p. 105—107 (1873). — J. Brunn, Protuberanzspectroscop mit excentrischer, bogenförmiger Spaltvorrichtung. Zs. f. Instrkde. **1**. p. 281—282 (1881). Auch Zenger und Spee haben kreisförmige Spalte zu gleichem Zweck vorgeschlagen.

3) J. Hartmann, Bemerkungen über den Bau und die Justirung von Spectrographen. Zs. f. Instrkde. **20**. p. 17—27, 47—58 (1900) siehe p. 57.

490. Kirchhoff und Bunsen[1]) haben bei ihrem chemischen Apparat vor dem Spalt noch eine Hülfsvorrichtung angebracht, welche sich für oberflächliche Untersuchung von Spectren sehr bequem erweist, das Vergleichsprisma: Fig. 193 zeigt den Spalt mit einem solchen. Wie man sieht, steht vor der unteren Hälfte des Spaltes, durch eine Platte getragen, ein kleines gleichseitiges Prisma und hindert für eine direct vor dem Spalte stehende

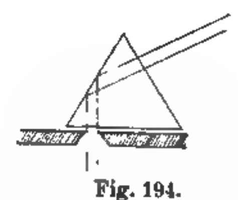


Fig. 193. Fig. 194.

Lichtquelle den Eintritt des Lichtes in diese Spalthälfte. Dagegen wird das Prisma von einer zweiten seitlich stehenden Quelle Licht durch Reflexion in den Spalt gelangen lassen, wie es Fig. 194 andeutet, und man sieht so im Fernrohr die Spectra der beiden Lichtquellen unmittelbar über einander, und kann leicht erkennen, ob sie coincidirende Linien haben. Der Halter des Prismas ist nach oben noch durch einen kleinen Schirm verlängert, welcher

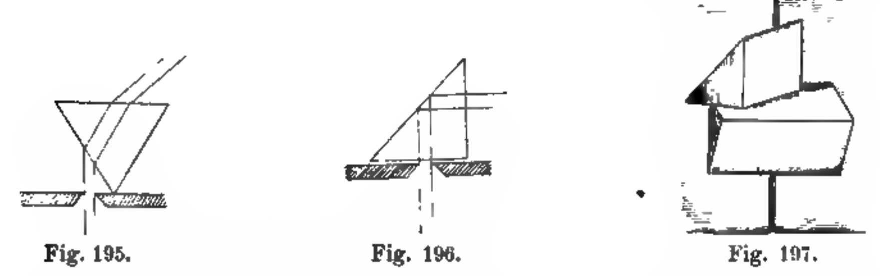


Fig. 195. Fig. 196. Fig. 197.

von der oberen Spalthälfte das Licht der zweiten Quelle abhält. Man kann das Prisma auch in der durch Fig. 195 angedeuteten Lage benutzen; doch zieht man in neuerer Zeit allgemein ein rechtwinkliges Reflexionsprisma vor, wie es Fig. 196 zeigt, da sich damit die Einstellung leichter machen lässt. Es wird meist an einem Arm angebracht, so dass es sich vor den Spalt oder auf die Seite drehen lässt. Unzweckmässiger und überflüssig ist die von Kirchhoff zuerst gebrauchte[2]) Reflexion in zwei Prismen, wie es Fig. 197 zeigt.

Bedenklich[3]) bleibt für genaue Messungen stets die Anwendung des Ver-

1) G. Kirchhoff und R. Bunsen, Kleiner Spectralapparat zum Gebrauch in Laboratorien. Zs. f. analyt. Chem. 1. p. 139—140 (1862).

2) G. Kirchhoff, Abhandl. Berl. Acad. 1861.

3) Zum Vergleichsprisma siehe die Betrachtungen von A. Crova: Étude des aberrations des prismes et de leur influence sur les observations spectroscopiques. Ann. chim. et phys. (5) 22. p. 513—543 (1881).

gleichsprismas, wenn man sich nicht sorgfältig davon überzeugt, dass durch beide Spalthälften das ganze Collimatorobjectiv gleichmässig von den Strahlen bedeckt wird. Andernfalls muss man gewärtig sein, identische Linien nicht coincidiren zu sehen. Wenn es sich also um sehr genaue Messungen handelt, wird man das Vergleichsprisma nie benutzen dürfen.

491. Mitunter setzt man die Lichtquelle nicht direct vor den Spalt, sondern schaltet dazwischen noch eine Linse ein, welche dann Condenser genannt zu werden pflegt. Sie wirkt als solcher, d. h. zur Vermehrung der in den Apparat gelangenden Lichtmenge, nur in einzelnen Fällen, namentlich dann, wenn man aus irgend welchen Gründen die Lichtquelle so weit entfernt vom Spalt aufstellen muss, dass das Objectiv von den Strahlen nicht ausgefüllt wird. In anderen Fällen soll ein Bild der Lichtquelle auf dem Spalt entworfen werden, damit man die einzelnen Theile derselben gesondert spectroscopisch untersuchen kann. Für letztere Fälle muss man natürlich eine sphärische Linse anwenden, für erstere aber empfiehlt sich oft eine Cylinderlinse. Von Schumann[1]) ist ein Condenser gebaut, der aus zwei hinter einander gesetzten Cylinderlinsen besteht, deren Axen gekreuzt stehen. Die der Quelle zugekehrte Linse hat ihre Erzeugende parallel dem Spalt, die zweite senkrecht dazu. Diese Vorrichtung soll sich sehr bewähren. Vielfach sind als Condenser auch Hohl- oder Cylinderspiegel empfohlen worden[2]). — Zur Theorie des Condensers siehe § 519.

492. Wir wenden uns nun zum andern Ende des Spectroscops, dem Ocular des Fernrohrs, bei welchem wir vor Allem die Einrichtung der Messvorrichtung, des Fadenkreuzes, zu besprechen haben. In lichtschwachen Spectren tritt sehr häufig die Schwierigkeit auf, dass man das gewöhnliche Fadenkreuz nicht sieht, und das hat zu verschiedenen Constructionen Veranlassung gegeben. Haben wir ein gewöhnliches Fadenkreuz, so tritt zunächst die Frage auf, wie dasselbe am günstigsten zu gestalten sei. Wir können entweder einen Verticalfaden nehmen, den wir zur Deckung mit der betreffenden Spectrallinie bringen, oder wir können sie zwischen ein mehr oder weniger weites verticales Fadenpaar einschliessen, oder wir können mit dem Kreuzungspunkt eines Fadenkreuzes einstellen, wobei wieder der Winkel zwischen den Fäden verschieden gross sein kann. Stevens[3]) giebt an, die Messung mit dem Kreuz sei am ungenauesten; mit meiner und anderen Erfahrungen stimmt das aber nicht überein, nur ist es zweckmässig, den Winkel, in welchen die Linie zu liegen kommt, etwa 50° gross zu machen, nicht 90°. — Lamont, Ångström, Thalén und viele andere nehmen statt eines Spinnwebfadens im Ocular eine feine Glasspitze.

---

1) V. Schumann, Ueber die Photographie der Luftstrahlen kleinster Wellenlänge. Wien. Ber. **102**. IIa. p. 415—475 (1893).

2) Z. B. von H. Fleck, Ueber die Anwendung eines Reflectors bei Spectraluntersuchungen. J. f. pract. Chem. (2) **3**. p. 352—355 (1871).

3) J. S. Stevens. Study of various styles of cross-wires. J. of applied microscopy, Oct. 1898*, Nat. **59**. p. 255—256 (1899).

Ist der continuirliche Grund des Spectrums so lichtschwach, dass man das dunkle Fadenkreuz nicht mehr sieht, so muss man eine helle Marke anwenden. Als solche ist zuerst wohl durch H. C. Vogel[1]) ein polirter Stahlkegel an die Stelle des Fadenkreuzes gebracht worden, welcher durch eine seitliche Oeffnung im Rohr belichtet wird. Man sieht dann durch Reflexion an einer Kante eine scharfe helle Linie und kann immer mit der Farbe, in welcher man gerade beobachtet, beleuchten. Dies ist um so mehr wünschenswerth, je schlechter das Ocular achromatisch ist und je grösser seine Brennweite ist; das Auge kann dann bei verschiedener Färbung der Linie und der Marke nicht gleichzeitig für beide accommodiren, und man erhält paralactische Fehler. Statt einer Spitze nimmt man wohl auch zwei entgegengesetzt gerichtete. A. Hilger[2]) hat auf eine andere sehr schöne Art eine Lichtlinie erzeugt: Das in Fig. 198 dargestellte kleine Reflexionsprisma erhält Licht von der Seite a her. Dies wird durch Reflexion an der Fläche b durch die Fläche c nach aussen gesandt, c befindet sich in der Ebene des Fadenkreuzes und ist versilbert. In die Silberschicht ist nur ein feiner Strich gezogen, welcher allein das Licht austreten lässt.

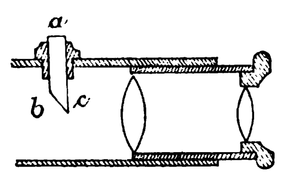


Fig. 198.

Christie[3]) erhält in seinem Spectroscop mit Halbprismen durch Licht, welches an den Prismen vorbeigeht, ein feststehendes Bild des Spaltes, welches als Marke zur Messung benutzt werden kann.

Auch phosphorescirende Substanzen sind vielfach verwandt worden: Sundell[4]) deckt die Hälfte des Gesichtsfeldes durch eine Glasplatte, welche mit Balmain'scher Leuchtfarbe überzogen ist, auf welcher zwei Striche mit schwarzem Lack gezogen sind; er hat so auf hellem Grund zwei dunkle Marken, zwischen welche eingestellt wird. Später[5]) macht er umgekehrt die Platte schwarz, nimmt durch einige Linien die Farbe fort und streicht Leuchtfarbe über. Aehnlich verfährt Vogel[6]), nur versilbert er das Glas, oder er nimmt Glasfäden, die auf der dem Beobachter abgewandten Seite mit Leuchtfarbe überzogen sind. Bohn[7]) macht Striche mit Leuchtfarbe auf ein Deckglas, welche er nach dem Trocknen genügend dünn schneidet. Wolff[8]) schneidet

1) H. C. Vogel, Ber. Sächs. Ges. d. W. **23**. p. 285—299 (1871). Siehe auch J. L. Schönn, Wied. Ann. **9**. p. 483—492 (1880). E. v. Gothard, Centrz. f. Opt. u. Mech. **6**. p. 1—3 (1885).

2) Siehe Schellen, Spectralanalyse Bd. **1**. p. 160. Auch H. C. Vogel beschreibt diese Vorrichtung: Zs. f. Instrkde. **1**. p. 20—22, 47—51 (1881).

3) W. H. M. Christie, Proc. Roy. Soc. **26**. p. 8—40 (1877). Vergleiche auch § 381.

4) A. F. Sundell, Selbstleuchtender Index im Spectroscop. Astron. Nachr. **102**. p. 90 (1882).

5) A. F. Sundell, Researches on spectrum analysis. Phil. Mag. (5) **24**. p. 98—106 (1887) nach Acta Soc. sc. Fennicae; hier wird auch noch ein Index erwähnt, den ich nicht kenne, von Biese, Oefvers. af Finska Vet. Soc. Förhandl. **24**. p. 30*.

6) H. C. Vogel, Vermischte Mittheilungen, betreffend Spectralapparate. Zs. f. Instrkde. **1**. p. 20—22, 47—51 (1881).

7) C. Bohn, Selbstleuchtendes Fadenkreuz. Zs. f. Instrkde. **2**. p. 12—13 (1882)

8) L. C. Wolff, Selbstleuchtendes Fadenkreuz. Zs. f. Instrkde. **2**. p. 90—92 (1882).

eine Kreisscheibe aus Glas nach einem Durchmesser durch, bestreicht die Schnittfläche mit Leuchtfarbe und vereinigt die beiden Hälften wieder. Zwei solche Platten hinter einander sollen ein Fadenkreuz ergeben. Dabei dürfte freilich der eine Faden, oder gar beide, ganz unscharf erscheinen. Mit Erfolg könnte wahrscheinlich auch das von Burton und Grubb[1]) beschriebene „ghost micrometer" benutzt werden, welches Fig. 199 zeigt: in A befindet sich eine von aussen belichtete durchsichtige Marke, z. B. ein helles Kreuz auf dunklem Grunde. In B befindet sich ein Hohlspiegel, dessen Krümmungsradius etwas grösser ist, als der Abstand AB. Die Strahlen werden durch ihn zum Theil auf einen ringförmigen Planspiegel CC geworfen, und durch eine ringförmige Linse D zu einem Bilde in der Brennebene des Objectivs vereinigt. Die Strahlen vom Objective können durch den ringförmigen Spiegel und Linse frei hindurchgehen. Man hätte hier den Vortheil, beliebige Farbe, Lichtstärke und Form der Marke leicht erzielen zu können.

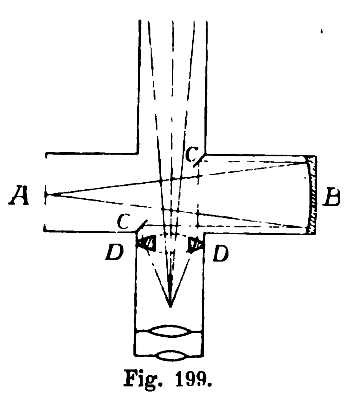


Fig. 199.

Wenn es sich um ein zu lichtschwaches durch ein Plangitter entworfenes Spectrum handelt, so kann man sich mit Hartley[2]) dadurch helfen, dass man seitlich eine Flamme so aufstellt, dass das von ihr durch das Gitter erzeugte unreine Spectrum in der Richtung des Fernrohres gerade die Complementärfarbe der beobachteten Linie besitzt. Dadurch werden die Linien viel besser sichtbar.

Dass in dem Ocular statt der feststehenden Marke auch sehr oft eine micrometrisch verschiebbare, d. h. ein Ocularmicrometer, angebracht wird, um die Abstände von Linien zu messen, braucht kaum erwähnt zu werden, ebenso wenig, wie wir hier die Construction von Ocularmicrometern zu erörtern nöthig haben.

Browning[3]) erzeugt eine helle, micrometrisch verschiebbare Marke auf folgende Weise: Am Ocularende ist ein Seitenrohr, ganz wie das für die Vergleichsscala angebracht; nur ist statt der Vergleichsscala in der Brennebene der Linse eine schwarze Platte angebracht, in welche ein durchsichtiges Kreuz gezogen ist, welches man durch Reflexion des Lichtes an der letzten Prismenfläche auf dem Spectrum sieht; diese Platte ist micrometrisch verschiebbar.

493. Es ist noch eine Einrichtung zu besprechen, welche gerade beim Spectrometer von grosser Bedeutung ist, das Gauss'sche Ocular. Dasselbe hat den Zweck, von dem Fadenkreuz aus ein Strahlenbündel nach dem Objectiv

---

1) Ch. E. Burton and H. Grubb, On a new form of ghost micrometer for use with astronomical telescopes. Dubl. Proc. (2) **3.** p 1—11 (1880).

2) W. N. Hartley, On a simple method of observing faint lines with diffraction spectroscope. Dublin Proc. (2) **4.** p. 206 (1884), Nat. **29.** p. 470 (1884).

3) J. Browning, On a bright-cross micrometer for measuring the position of lines in faint spectra. Monthly Not. **30.** p. 71—72 (1869).

des Collimators hin zu senden, und besitzt daher eine reflectirende Fläche zwischen Ocular und Fadenkreuz, welche durch eine seitliche Oeffnung des Rohres Licht erhält. Die gewöhnlich benutzte Form ist durch Fig. 200 dargestellt. Hier ist eine Glasplatte b unter 45° eingeschaltet. Besser aber ist ein total reflectirendes Prisma [1]) wegen grösserer Lichtstärke; da man durch ein solches aber nicht hindurchsehen könnte, so darf es nur die Hälfte des Gesichtsfeldes decken. Man schiebt es so in das Rohr ein, dass seine Kante einen Winkel von 45° mit den Fäden bildet, und zieht es wieder heraus, nachdem die Justirung mit seiner Hülfe gemacht ist. Die Benutzung des Oculars ist im Kapitel III besprochen.

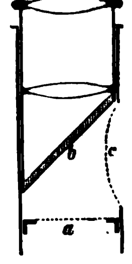


Fig. 200.

494. Das Spectroscop à vision directe in der handlichen Form des Taschenspectroscopes ist für Messungen nicht gebaut, auch wegen seiner geringen Dispersion dazu wenig geeignet. Aber es giebt Fälle, wo man ein anderes Instrument nicht anwenden kann, z. B. bei Beobachtung der Blitzspectra, und da hat sich früh der Wunsch herausgestellt, es so einzurichten, dass man wenigstens rohe Schätzungen über die Lage von Linien machen kann. Es sind dazu verschiedene Methoden vorgeschlagen worden. Die einfachste ist die Benutzung der an der letzten Prismenfläche reflectirten Vergleichsscala, wie das von Bunsen und Kirchhoff für das chemische Spectroscop eingeführt worden war. Das hat, wie schon früher bemerkt, bereits Hofmann bei seinen grösseren gradsichtigen Apparaten benutzt. Für Taschenspectroscope schlägt es zuerst Procter [2]) vor, dann später wieder Thierry [3]). Eine Schwierigkeit liegt nur darin, dass die Scala beleuchtet werden muss; in Verkennung des Zweckes dieser Apparate, leicht beweglich zu sein, legt Procter [4]) das Rohr auf ein festes Gestell, bohrt in die Seitenwand zwischen Prisma und Ocular ein Loch und stellt davor in einiger Entfernung fest eine von hinten beleuchtete Scala auf. Es müssen noch Vorhänge angebracht werden, um das Einfallen von anderem Licht abzuhalten. Herschel weist auf die Verkehrtheit dieser Einrichtung hin und darauf führt Procter [5]) die durch Fig. 201 skizzirte Construction aus, nach welcher Browning dann gearbeitet hat. Hier dient die zu untersuchende Lichtquelle gleichzeitig zur Beleuchtung

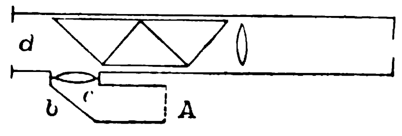


Fig. 201.

1) Siehe z. B. C. S. Hastings, On the influence of temperature on the optical constants of glass. Amer. J. (3) **15**. p. 269—275 (1878); A. Raps, Ein Spectrometer verbesserter Construction. Zs. f. Instrkde. **7**. p. 269—271 (1887).

2) H. R. Procter, On a measuring apparatus for direct vision spectroscopes. Nat. **6**. p. 473 (1872).

3) M. de Thierry, Sur un nouveau spectroscope d'absorption. C. R. **101**. p. 811—813 (1885).

4) H. R. Procter, Glass reading-scale for direct vision spectroscopes. Chem. News **27**. p. 149—150 (1873).

5) H. R. Procter, Direct-vision micrometer scale for pocket spectroscopes. Chem. News **27**. p. 150 (1873).

der Scala A. Die Strahlen werden durch einen ebenen Spiegel b um 90° gedreht, die Linse c entwirft ein Bild in der Ocularöffnung d nach Reflexion an der letzten Prismenfläche. Herschel[1]) sagt bei dieser Gelegenheit, dass er durch Vorhalten eines Glimmerblattes vor das Ocular Talbot'sche Streifen in dem Spectrum zu erzeugen pflege, und mit ihrer Lage die der Spectrallinien vergleiche. Rand Capron[2]) bringt im Ocular drei Spitzen an, welche micrometrisch verschoben werden können. — Procter[3]) zerschneidet den Spalt in zwei Hälften, deren eine micrometrisch verschoben werden kann. Man erhält so im Gesichtsfeld zwei über einander liegende Spectren, von welchen das eine messbar über das andere fortgeschoben werden kann. Man kann dadurch jede unbekannte Linie mit einer bekannten im Spectrum zusammenfallen lassen, und aus der dazu nöthigen Spaltverschiebung die Wellenlänge ermitteln. Die Stellung des verschiebbaren Spaltes wird dabei registrirt, indem eine sich mit ihm verschiebende Spitze auf einem Papierstreifen Marken zu machen gestattet. Dieselbe Einrichtung beschreibt von Neuem Campbell[4]). — Rood[5]) setzt in das Ocular eine Platte, welche das halbe Gesichtsfeld verdeckt. Sie wird geschwärzt, dann aber durch feine Linien in 0,5 mm Abstand die Farbe fortgenommen. Durch eine seitliche Oeffnung im Rohr werden diese Linien beleuchtet, so dass man in der oberen Hälfte des Gesichtsfeldes das Spectrum hat, in der unteren eine helle Theilung. — Watts[6]) wendet das Princip des Heliometers an, indem er zwischen Spalt und Prisma eine horizontal durchschnittene Linse anbringt. Durch die micrometrische Verschiebung ihrer Theile können auch zwei beliebige Linien der beiden entstehenden Spectren zur Coincidenz gebracht werden. — Endlich schlägt Herschel[7]), vor, statt des Spaltes eine Platte anzubringen, welche einen Spalt und eine schräg gegen ihn liegende Reihe von 20 Löchern trägt, die nur je $\frac{1}{50}$ mm aus einander liegen. Richtet man das Instrument nach einer Lichtquelle, so giebt neben dem Spalt, der lange Spectrallinien erzeugt, auch jedes Loch ein sehr schmales Spectrum, von welchem man, wenn eine Farbe überwiegt, z. B. das Licht der D-Linien, nur einen Punkt sieht, so dass man eine Scala im Gesichtsfeld hat.

495. Es seien hier noch einige wenig gebrauchte Einrichtungen zum bequemeren, aber auch wenig genauen Ablesen der Einstellungen des Fadenkreuzes auf die Spectrallinien erwähnt. Emerson-Reynolds[8]) verbindet

---

1) Siehe bei H. R. Procter, Glass reading-scale for direct vision spectroscopes. Chem. News **27**. p. 149—150 (1873).

2) J. Rand Capron, The solar spectrum, Nat. **6**. p. 492 (1872).

3) H. R. Procter, Measurement of faint spectra. Nat. **6**. p. 534 (1872).

4) A. C. Campbell, Double slit for measuring the spectrum. Nat. **16**. p. 115 (1877).

5) O. N. Rood, On a convenient eye-piece micrometer for the spectroscope. Amer. J. (3) **6**. p. 44—45 (1873).

6) W. M. Watts, A new form of micrometer for use in spectroscopic analysis. Proc. Phys. Soc. **1**. p. 160—164 (1875), auch Phil. Mag. (4) **50**. p. 81—85 (1875).

7) A. S. Herschel, Measuring scales for pocket spectroscopes. Nat. **18**. p. 300—301 (1878).

8) J. E. Reynolds, On a new form of measuring apparatus for a laboratory spectroscope. Dublin Proc. (2) **1**. p. 5—9 (1878), auch Phil. Mag. (5) **5**. p. 106—110 (1878).

das Fernrohr eines mit zwei Prismen versehenen Spectroscops durch eine Hebelübertragung mit einem Zeiger, der sich vor einer Scala bewegt, wie es die Fig. 202 zeigt. Auf der Scala kann man auch die Hauptlinien der Elemente notiren, so dass sich sehr schnell Bestimmungen ausführen lassen. Er hat auch, um die Scala noch grösser zu machen, an dem Zeiger einen Spiegel angebracht, der einen Lichtstrahl nach einer entfernten Wand reflectirt. — Eine ganz ähnliche Idee führt im folgenden Jahre Hüfner[1]) aus.

496. Ein anderes Hülfsmittel, um die Messungen zu erleichtern, hat Huggins[2]) eingeführt. In seinem Ocular wird durch das Micrometer eine Spitze verschoben und auf die verschiedenen Linien eingestellt. Die jedesmalige

Fig. 202.

Ablesung der Micrometerschraube wird aber dadurch vermieden, dass mit der Micrometerspitze gleichzeitig eine zweite fortbewegt wird über einen Papierstreifen, in den sie bei Aufdrücken ein Loch macht. Der Abstand der Löcher wird dann gemessen. Huggins theilt mit, Winlock habe schon eine ähnliche Einrichtung benutzt. — Reynolds[3]) modificirt das Verfahren dahin, dass die Marken auf Glimmerblättchen gemacht werden, welche dann auf eine Silbertheilung zum Ablesen gelegt werden.

1) G. Hüfner, Ueber eine nützliche Vereinfachung des Spectralapparates. Rep. phys. Techn. **15**. p. 116—118 (1879).

2) W. Huggins, On a registering spectroscope. Proc. Roy. Soc. **19**. p. 317—318 (1871), auch Phil. Mag. (4) **41**. p. 544—546 (1871).

3) J. E. Reynolds, Automatic spectroscope. Chem. News **23**. p. 118 (1871).

Browning[1]) verbindet mit der Micrometerschraube eine zweite mit grösserer Ganghöhe, durch welche eine berusste Glasplatte fortgeschoben wird, auf der man durch einen feststehenden Stift bei jeder Einstellung einen Strich macht. Man erhält so eine vergrösserte Zeichnung des Spectrums. — Vogel[2]) modificirt die Huggins'sche Idee in der Weise, dass er die Micrometertrommel breit macht, und neben sie einen Farbbehälter mit Schreibspitze setzt, der sich gegen die Trommel drücken lässt und dabei einen Punkt macht. Die Schreibvorrichtung lässt sich verrücken, so dass man 15 Reihen auf der Trommel neben einander aufschreiben kann.

Wir haben gesehen, dass bei den Spectroscopen mit vielen Prismen, automatischer Erhaltung des Minimums und Rückkehr der Strahlen das erste Prisma feststehen bleibt, die Kette vom hintersten Prisma aus gedreht wird. Wenn man diese Bewegung mittelst einer Micrometerschraube ausführt, so fällt bei jeder bestimmten Stellung der Schraube eine bestimmte Wellenlänge mit dem Fadenkreuz zusammen. Man kann daher an dieser Schraube leicht Messungen machen. Krüss[3]) verbindet mit der Schraube durch Zahnräder eine zweite, die sich schneller dreht, und eine berusste Glasplatte verschiebt, auf welcher die Einstellungen markirt werden können (siehe Fig. 171, p. 522). — Dieselbe Construction führt A. Hilger aus.[4])

497. Mehrfach ist empfohlen worden, in den Spectralapparaten statt der sphärischen Linsen cylindrische zu nehmen. Für das Fernrohr kann dieser Vorschlag unter Umständen berechtigt sein, wenn es sich darum handelt, möglichste Lichtstärke zu erreichen, ohne die Länge des Spectrums gar zu gering zu machen. Soret[5]) hat das wohl zuerst bei seinen Untersuchungen mit dem fluorescirenden Ocular angewandt: hat das Fernrohr etwa eine Länge von 35 cm, so setzt er hinter das Prisma eine Cylinderlinse von 35 cm mit verticaler Stellung der Erzeugenden, in 28 cm dahinter eine zweite Cylinderlinse von 7 cm Brennweite mit horizontaler Richtung der Erzeugenden. Man erhält dadurch ein ganz schmales und daher helleres Bild, als mit einer gewöhnlichen Linse. Genau denselben Vorschlag macht später Lippich[6]) von neuem. Uebrigens hat schon viel früher Schönn[7]) empfohlen, überall im Spectroscop Cylinderlinsen zu nehmen.

---

1) J. Browning, On a spectrometer, Monthly Not. **33**. p. 411 (1873).

2) H. C. Vogel, Ueber eine Registrirvorrichtung an Micrometern, Zs. f. Instrkde. **1**. p. 391—392 (1881).

3) H. Krüss, Ueber Spectralapparate mit automatischer Einstellung, Zs. f. Instrkde. **5**. p. 242 (1885).

4) Einige weitere derartige Registrirapparate beschreibt N. v. Konkoly, Handbuch für Spectroscopiker u. s. w. p. 359 u. ff.

5) J. L. Soret, Spectroscope à oculaire fluorescent. Arch. sc. phys. et nat. (2) **57**. p. 319—333 (1876), auch Ann. chim. et phys. (5) 11. p. 72—86 (1877).

6) F. Lippich, Vorschlag zur Construction eines neuen Spectralapparates. Zs. f. Instrkde. **4**. p. 1—8 (1884).

7) L. Schönn, Ueber die Anwendung cylindrischer Linsen bei Spectralbeobachtungen. Pogg. Ann. **144**. p. 334—335 (1871).

Auch der Gebrauch von cylindrischen Spiegeln bei spectroscopischen Beobachtungen ist empfohlen: Kohlrausch[1]) will statt starker Vergrösserung durch das Ocular die Vergrösserung durch einen Cylinderspiegel hervorbringen, weil dabei die Länge der Linien nicht vergrössert wird, man also grössere Lichtstärke erhalte. Dass solche Vergrösserung keine stärkere Auflösung des Spectrums hervorbringt, also meist zwecklos ist, braucht nicht besonders bemerkt zu werden. Zenger[2]) will bei kleinen gradsichtigen Apparaten statt eines Spaltes einen Cylinderspiegel nehmen, dessen Brennlinie als Spalt dienen soll.

498. Nachdem so die übliche Einrichtung der Spectralapparate besprochen ist, haben wir noch einige Constructionen zu berühren, die zu besonderen Zwecken angefertigt sind.

Zunächst wäre zu erwähnen, dass man geglaubt hat, den Apparat lichtstärker zu erhalten, wenn man ihn für Benutzung mit beiden Augen einrichtet. So sind binoculare Spectroscope entstanden, welche aber nie zu wirklicher Benutzung gelangt sind, so dass es genügt, auf sie nur hinzuweisen. Crookes[3]), Burton[4]) und Stoney[5]) sind hier zu nennen.

Ebenso sei nur erwähnt, dass Zenger[6]) und Spee[7]) eigenthümliche auch nicht in Gebrauch gekommene conische Prismen construirt haben, welche den Zweck hatten, das Spectrum des ganzen Sonnenrandes auf einmal zu geben. Auf diese Apparate, sowie überhaupt auf alle besonderen Constructionen zu astronomischen Zwecken gehe ich an dieser Stelle nicht ein.

Endlich wären noch die verschiedenen Formen der Microspectroscope zu beschreiben. Da sie ausschliesslich zur Beobachtung von Absorptionsspectren dienen, werde ich sie in dem Abschnitt über Absorptionsspectra behandeln.

ZWEITER ABSCHNITT.

Theorie der Spectroscope.

499. Wir wollen uns nun mit der Theorie und den sich aus ihr ergebenden Principien für die Construction der Spectralapparate beschäftigen.

Wir setzen ein Spectroscop voraus, welches Collimator, dispergirenden Körper (Prismen oder Gitter) und Fernrohr besitzt. Wenn das Instrument

---

1) F. Kohlrausch, Ueber ein einfaches Mittel, die Ablenkung oder Zerstreuung eines Lichtstrahles zu vergrössern. Pogg. Ann. **143**. p. 147—149 (1871).

2) Ch. V. Zenger, C. R. **101**. p. 1003—1005, 1005 (1885); Zs. f. Instrkde. **6**. p. 59—61 (1886).

3) W. Crookes, On a new arrangement of binocular spectrum-microscope. Proc. Roy. Soc. **17**. p. 443—448 (1869), auch Phil. Mag. (4) **38**. p. 383—388 (1869).

4) Ch. E. Burton, On a spectroscope of the binocular form for the observation of faint spectra. Proc. Irish. Acad. (2) **2**. p. 42—45 (1874).

5) G. J. Stoney, On a binocular spectroscope. Rep. Brit. Ass. 1879 p. 292.

6) Ch. V. Zenger, L'éclipsoscope, appareil pour voir la chromosphère et les protuberances solaires. C. R. **121**. p. 406—408 (1895).

7) Spée, Projet d'un spectroscope réalisant le phénomène d'une éclipse totale du soleil. (Billiet cacheté du 8 janv. 1887) Bull. de Belg. (3) **30**. p. 274—276 (1895).

richtig construirt ist und richtig benutzt wird, so sind einige selbstverständliche Bedingungen erfüllt, nämlich: 1. der dispergirende Körper lässt alle Strahlen, welche aus dem Collimatorobjectiv austreten, durchgehen, hat also dieselbe Oeffnung, ebenso das Fernrohr. 2. Die Lichtquelle, welche den Spalt beleuchtet, ist so gestellt, unter Umständen mit Zwischenschaltung einer „condensirenden" Linse, dass das ganze Collimatorobjectiv von Strahlen erfüllt ist. 3. Die gesammten in das Fernrohr gelangenden Strahlen erhalten bei ihrem Durchgang durch das Ocular eine solche Winkelweite, dass sie in die Pupille des Auges gelangen können. Dazu muss also das Ocular eine passende Brennweite, d. h. Vergrösserung haben.

Die älteren Anschauungen über die Leistung der Spectralapparate sind höchst unklar, meist glaubte man, es käme einzig darauf an, ein möglichst langes Spectrum zu erzeugen.[1]) Das sollte entweder dadurch erzielt werden, dass man das Prisma unter streifendem Einfall des Lichtes benutzte, oder man wollte das Spectrum durch starke Vergrösserung in die Länge ziehen. Mehrfach ist ganz vernünftig vorgeschlagen, letzteres durch cylindrische Linsen oder durch Cylinderspiegel zu erreichen, da dadurch nur die Länge des Spectrums, nicht seine Höhe vergrössert wird, die Helligkeit also weniger abnimmt. Diese Vorschläge übersehen alle, dass es nicht auf die Länge des Spectrums, sondern auf seine Reinheit ankommt: ein Spectrum, in welchem die D-Linien nicht durch den dispergirenden Apparat getrennt sind, kann noch so sehr in die Länge gezogen werden, die D-Linien bleiben ungetrennt.

Helmholtz[2]) war der erste, der hier Wandel schaffte. In seiner physiologischen Optik bespricht er die Entstehung der Spectren und definirt eine „Reinheit des Spectrums", die umgekehrt proportional zu dem Unterschied dn der Brechungsexponenten der Farben, die an derselben Stelle des Spectrums liegen. Seine Definition ist äusserlich etwas anders als die später eingeführte, aber seine Betrachtungen sind vortrefflich, nur leider zu wenig in der Folgezeit berücksichtigt worden, so dass bis auf Rayleigh eigentlich nur Rückschritte gegen Helmholtz zu sehen sind. Ueber Helmholtz siehe § 307.

Etwa zu gleicher Zeit macht Ditscheiner[3]) einige brauchbare Bemerkungen.

Dann folgt Young[4]), der die dispersive efficiency und die luminous

---

1) Siehe z. B. W. Gibbs, On a new form of spectroscope, Amer. J. (2) **35**. p. 110—111 (1863). A. Secchi, Sugli spettroscopii a grande dispersione, Mem. Soc. Spettrosc. Ital. **1**. p. 57—58 (1872). F. Kohlrausch, Ueber ein einfaches Mittel, die Ablenkung oder Zerstreuung eines Lichtstrahles zu vergrössern. Pogg. Ann. **143**. p. 147—149 (1871). L. Schönn, Ueber die Anwendung cylindrischer Linsen bei Spectralbeobachtungen. Pogg. Ann. **144**. p. 334—335 (1871); A. Secchi, Sopra un prisma ad acqua. Mem. Soc. Spettrosc. Ital. **6**. p. 62 (1877).

2) H. Helmholtz, Handbuch der Physiologischen Optik, Leipzig bei L. Voss 1867, siehe p. 258 u. ff.

3) L. Ditscheiner, Notiz zur Theorie der Spectralapparate. Pogg. Ann. **129**. p. 336—340 (1866).

4) C. A. Young, Spectroscopie notes. J. of the Franklin Instit. **72**. p. 348—360 (1871)*, Nat. **5**. p. 85—88 (1871).

efficiency von Apparaten theoretisch behandelt, aber auch von falschen Voraussetzungen ausgeht. Elementare practische Betrachtungen stellt ein G. M. S.[1]) an: Er sagt, die Trennung zweier Linien hänge nicht nur von der Dispersion, sondern auch von der Breite der Linien ab, und untersucht nun, wie bei gegebenem Prisma der Apparat am günstigsten wirke. Es wird zunächst Beleuchtung etwa mit Natriumlicht angenommen, Collimator und Fernrohr seien gleich lang. Dann ist das Spaltbild von gleicher Grösse und Helligkeit wie der Spalt, wenn wir von den Verlusten durch Reflexion und Absorption absehen. Machen wir den Spalt doppelt so breit, so bleibt die Helligkeit ungeändert, weil das Bild doppelt so breit wird. Also muss ein für alle Mal der Spalt so eng wie möglich sein. 2. Verdoppelung der Collimatorlänge bringt keinen Gewinn. 3. Verdoppeln wir die lineare Oeffnung des Collimators, natürlich auch des Prismas und Fernrohrs, so haben wir vierfache Lichtmenge. Da aber im Fernrohr der Strahlenwinkel verdoppelt, muss ein Ocular von doppelter Linearvergrösserung genommen werden, so dass die Helligkeit die gleiche bleibt. Da aber die lineare Bildgrösse verdoppelt ist, so werden wir, wenn der Spalt halb so breit gemacht wird, die doppelte Trennung erhalten. Die Wirkung ist also dieselbe, als ob wir die Prismenzahl verdoppelt hätten. — In ähnlicher Weise bespricht der Autor dann den Fall des Sonnenspectrums.

Stoney[2]) sagt, die durch das Prisma gegebene Dispersion eines Apparates werde noch vergrössert durch das Fernrohr im Verhältniss $\frac{A}{\alpha}$, wo A die Oeffnung des Objectivs und α die der Pupille bedeutet. Also gebe es zwei Mittel, die Dispersion zu vergrössern: 1. Durch Vermehrung der Prismen, 2. durch Vergrösserung ihrer Oeffnung. Letzteres scheint ihm besser, da es viel leichter sei, gute Linsen zu schleifen, als ebene Prismenflächen.[3]) — Auch Lippich[4]) behandelt die Reinheit und namentlich die Helligkeit der Spectren. Er betrachtet ein Stück des Spectrums; φ sei der kleine Winkel zwischen den Grenzstrahlen nach dem Austritt aus dem Prisma, ε die Vergrösserungszahl des auf ∞ eingestellten Fernrohres; dann ist die Ausdehnung des Stückes: $A = \varepsilon\varphi$. Sei die Breite des Spaltes b, die Höhe a, die Brennweite des Collimatorobjectivs F, so wäre ohne Prisma die Breite des Bildes $\frac{\varepsilon}{F}b$, seine Höhe $\frac{\varepsilon}{F}a$. Da die Prismen, wenn sie sich nicht unter dem Minimum der Ablenkung befinden, vergrössern oder verkleinern, so wird allgemein die Breite:

---

1) G. M. S. The optics of the spectroscope. Nat. **10**. p. 467—469 (1874).

2) G. J. Stoney, Nouveau spectroscope. Mondes **39**. p. 342—343 (1876).

3) Vergl. dazu § 513.

4) F. Lippich, Ueber die Lichtstärke der Spectralapparate. Centrztg. f. Opt. u. Mech. **2**. p. 49—50, 61—62 (1881). Diese Betrachtungen sind nach Helmholtz und Rayleigh angestellt! — Es wären hier noch die Arbeiten von Christie und Block zu nennen; siehe dafür Kap. III.

$B = \frac{\varepsilon b}{F} \beta$, die Höhe $\frac{\varepsilon}{F} a$. — Die Reinheit des Spectrums ist desto grösser, je grösser die Ausdehnung des Spectrums, je schmaler die Linien, er definirt sie durch $R = \frac{A}{B} = \frac{\varphi F}{\beta b}$, sie ist also unabhängig von der Fernrohrvergrösserung.[1] — Die weiteren Betrachtungen von Lippich beziehen sich auf die Lichtstärke, sie werden aber zum Theil gefälscht durch seine Annahme, jedes Prisma schwäche das Licht um den gleichen Bruchtheil. Dass das nicht der Fall ist, hatte schon früher Pickering gezeigt, wir kommen darauf später zurück.

Damit sind, wenn wir von den schon in Kapitel III besprochenen Untersuchungen von Christie und Block absehen, die wesentlichsten älteren Betrachtungen genannt; sie basiren alle auf geometrischer Optik, sind nur oberflächlich und lassen Vieles unklar. Eine wirkliche Einsicht beginnt erst durch die vortrefflichen Arbeiten von Rayleigh[2], der die auflösende Kraft scharf definirt und für Gitter und Prismen bestimmt. Wir wollen im Folgenden die auf Rayleigh's Grundlagen weiter gebaute Theorie behandeln.

500. Wenn wir die Leistungen eines Spectralapparates untersuchen, so können wir nach folgenden Grössen fragen:

1. Die Winkeldispersion D. Sie ist definirt durch die Richtungsänderung der Strahlen, die einer bestimmten kleinen Aenderung der Wellenlänge entspricht, d. h. es ist $D = \frac{d\vartheta}{d\lambda}$, wenn ϑ der Ablenkungswinkel der Strahlen ist. Mit der so definirten Winkeldispersion ist namentlich früher ausserordentlich oft die Länge des Spectrums verwechselt worden. Erstere hängt ausschliesslich von der Beschaffenheit des dispergirenden Apparates ab, ist mit ihm fest gegeben, während die zweite noch jeden beliebigen Werth erhalten kann, z. B. indem man Fernrohre von verschiedener Brennweite des Objectivs benutzt. Die Länge des Spectrums hängt ab von der linearen Dispersion $L = Df$, wenn wir mit f die Brennweite des Fernrohrs bezeichnen.

2. Die auflösende Kraft des dispergirenden Apparates, gemessen durch die relative Differenz der Wellenlängen zweier Linien, welche grade noch getrennt werden. Dieser Begriff ist von Rayleigh eingeführt worden, und erst von der Zeit an ist eine genauere Einsicht in die Leistung der Apparate ermöglicht worden.[3] Sie ist gegeben durch den Ausdruck: $r = \frac{\lambda}{d\lambda}$, wo $d\lambda$ den Unterschied der Wellenlänge zweier Linien von der mittleren Wellenlänge λ

---

1) Dieselbe Definition hat schon A. Mousson, Arch. sc. phys. et nat. (2) **10.** p. 221—258 (1861).

2) Lord Rayleigh, Investigations in optics, with special reference to the spectroscope Phil. Mag. (5) **8.** p. 261—274, 403—411, 477—486 (1879), **9.** p. 40—55 (1880). Siehe auch die Artikel der Encyclop. Britan. 9. Edition: Light, Vol. **14.** p. 577—614; Optics, Vol. **17.** p. 798—807 (1884), Wave theory of light, Vol. **24.** p. 421—459.

3) Uebrigens hat principiell dieselbe Definition schon Helmholtz.

bedeutet, die grade noch getrennt werden. r hängt ausschliesslich vom dispergirenden Körper ab, gar nicht vom übrigen Apparat. Es ist dabei vorausgesetzt, der Spalt sei ∞ schmal.

3. Die Reinheit des Spectrums. Dieser Begriff ist von Schuster eingeführt worden, indem er berücksichtigt, dass für das erzeugte Spectrum auch noch die Spaltbreite von Einfluss ist. Wadsworth hat diese Betrachtungen noch erweitert, indem er auch den Umstand berücksichtigt, dass die Spectrallinien nie aus absolut homogenem Licht bestehen, dass also auch bei unendlich engem Spalte das Bild einer Linie eine gewisse Breite erhalten muss durch die verschiedenen in ihr enthaltenen Wellenlängen. Wir werden diese Grössen und ihre Definitionen gleich ausführlich behandeln.

4. Die Helligkeit des Spectrums. Sie hängt ab von der Helligkeit des auf den Spalt fallenden Lichtes, der Spaltbreite, den Dimensionen des Apparates, der Dispersion, der Stellung des dispergirenden Körpers, den Verlusten durch regelmässige und diffuse Reflexion und Absorption an den brechenden Oberflächen und in den brechenden Substanzen, endlich bei Gitterspectroscopen von der Gestalt der Theilung.

501. Wir wollen uns zuerst mit der auflösenden Kraft und der Reinheit näher beschäftigen. Da die auflösende Kraft ausschliesslich von den dispergirenden Apparaten abhängt, ist sie schon bei Besprechung dieser erörtert worden.[1]) Wir haben dort gesehen, dass Rayleigh bewiesen hat, dass für Prismen $r = (t_1 - t_2)\frac{\delta \mu}{\delta \lambda}$[1]) ist, wo t_1 und t_2 die grösste und kleinste vom Lichte in den Prismen durchlaufene Wegstrecke bedeutet, μ den Brechungsexponenten. Für ein ganz ausgenutztes Prisma ist $t_2 = 0$, t_1 aber gleich der Länge der Prismenbasis. Für Gitter haben wir die auflösende Kraft gefunden: $r = mn$[2]), wo m die Ordnung des benutzten Spectrums und n die Zahl der benutzten Furchen bedeutet.

502. Schuster[3]) schlägt vor, als Einheit der auflösenden Kraft diejenige zu nehmen, welche zwei Linien trennt, deren Wellenlänge um ein Tausendstel verschieden ist, was sehr nahe für die beiden D-Linien der Fall ist.

Rayleigh's Definition berücksichtigt, wie wir früher gesehen haben, nur die Breite der Linienbilder, welche durch die Beugung hervorgebracht wird, nimmt also an, der Spalt selbst sei unendlich schmal, eine mathematische Linie. Schuster kommt also den wirklichen Verhältnissen näher, indem er auch noch den Einfluss der Spaltweite berücksichtigt. Er zeigt, dass die Reinheit des Spectrums, d. h. die kleinste relative Differenz der Wellenlänge zweier Linien, welche in dem beobachteten Spectrum noch getrennt gesehen werden können, ist $p = \frac{\lambda}{d\psi + \lambda} \cdot r$.

1) Vergl. § 313.
2) Vergl. § 414.
3) A. Schuster, Spectroscopy; Encyclop. Brit. 9. Ed. Vol. **22.** p. 373—381. Siehe auch Schuster in: L. Darwin, A. Schuster and W. Maunder, On the total solar eclipse of August 29, 1886. Phil. trans. **180** A. p. 291—350 (1889).

Hier bedeutet d die lineare Breite des Spaltes und ψ die Winkelbreite des Collimatorobjectives vom Spalt aus gesehen, r die auflösende Kraft.

Die Reinheit hängt somit nicht ausschliesslich vom Prisma oder Gitter ab, sondern auch vom Spectralapparat, oder genauer von dessen Collimator. Schuster hat nie einen Beweis dieser Formel veröffentlicht. Der folgende Beweis, welchen ich einer freundlichen privaten Mittheilung von Schuster verdanke, wird daher manchem willkommen sein.

Nach Rayleigh[1]) liegt in dem Diffractionsbild einer unendlich dünnen Linie in der Focalebene des Fernrohrs das erste Minimum in einem solchen Abstande ξ vom Hauptmaximum, dass $\frac{a\xi}{\lambda f} = 1$ ist, d. h. $\xi = \frac{\lambda f}{a}$. Hier bedeutet a die Breite des in das Fernrohr eintretenden Strahlenbündels und f dessen Brennweite. Wir wollen $\xi = \varepsilon$ nennen; es giebt ein Maass für die Breite des gebeugten Spaltbildes. Nach Rayleigh's Festsetzung sind zwei Linien als getrennt zu betrachten, wenn das Maximum der einen auf das erste Minimum der anderen fällt, d. h. wenn ihr Abstand ε beträgt.

Nun hängt aber die Breite des Bildes auch von der Spaltbreite ab. Ist die nach den Regeln der geometrischen Optik berechnete Breite des Spaltbildes in der Focalebene des Fernrohrs δ, so werden zwei Linien erst getrennt erscheinen können, wenn ihr Abstand $\varepsilon + \delta$ ist. Daraus folgt, dass sich die auflösende Kraft r (für ∞ engen Spalt) zu der Reinheit p (für endliche Spaltbreite) verhält umgekehrt wie die zur Trennung zweier Linien nöthigen Abstände, d. h.

$$\frac{r}{p} = \frac{\delta + \varepsilon}{\varepsilon}, \text{ oder dass } r = \left(1 + \frac{\delta}{\varepsilon}\right) p \text{ ist.}$$

Um p zu finden, müssen wir also $\frac{\delta}{\varepsilon}$ berechnen. δ lässt sich mit Hülfe des Fermat'schen Satzes leicht ermitteln. Sei in der Fig. 203 HK die Wellenebene der von einem Spaltrand kommenden Strahlen, nachdem sie als paralleles Bündel aus dem Collimatorobjectiv ausgetreten sind, und A die Breite des Bündels; sei ebenso hk die Wellenebene desselben Bündels nach dem Durchgang durch den dispergirenden Körper, und a seine Breite. Für die von der an deren Kante des Spaltes kommenden Strahlen seien HL und hl die Wellenebenen. Nach dem Fermat'schen Satz ist die optische Länge beider identisch, bis auf Grössen zweiten Grades, solange die Neigung von HL gegen HK klein ist. Für das eine Bündel ist also Hh = Kk, für das andere Hh = Ll, also ist Ll = Kk, d. h. LK = lk = s.

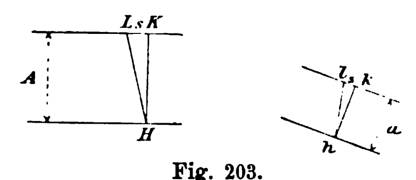


Fig. 203.

Die Neigung der beiden Bündel gegen einander ist $\frac{s}{A}$ resp. $\frac{s}{a}$. Nennen wir die Focallänge des Collimators F, die des Fernrohrs f, die Breite des Spaltes

1) Lord Rayleigh, Investigations in optics, with special reference to the spectroscope. Phil. Mag. (5) 8. p. 265 (1879). — Vergl. § 281.

d, die des Bildes δ, so ist andererseits die Neigung der Randstrahlen $\frac{d}{F}$ und $\frac{\delta}{f}$. Also haben wir $\frac{d}{F} = \frac{s}{A}$, $\frac{\delta}{f} = \frac{s}{a}$, also $\delta = d\,\frac{Af}{aF}$.

Nehmen wir, wie oben $\varepsilon = \frac{\lambda f}{a}$, so wird $\frac{\delta}{\varepsilon} = \frac{dA}{\lambda F}$. Nennt man $\frac{A}{F}$, d. h. die Winkelbreite des Collimatorobjectivs vom Spalt aus gesehen, ψ, so wird:

$$\frac{\delta}{\varepsilon} = \frac{d\psi}{\lambda} \text{ und } p = \frac{\lambda}{d\psi + \lambda} \cdot r.$$

Es sei noch folgende Bemerkung von Schuster[1]) hinzugefügt, von der wir später Gebrauch zu machen haben werden: Geht man von unendlich engem Spalte aus und macht ihn allmählich breiter, so wächst die Helligkeit bis $d\psi = \lambda$ ist. Dann wird auch $\delta = \varepsilon$, also $1 + \frac{\delta}{\varepsilon} = 2$, also $p = \frac{1}{2}\,r$. Aus $d\psi = \lambda$ folgt weiter $d = \frac{\lambda}{\psi}$; setzen wir für ψ seinen Werth ein, so ist: $\frac{d}{F} = \frac{\lambda}{A}$, d. h. die Winkelbreite des Spaltes vom Collimatorobjectiv aus gesehen muss gleich der Winkelbreite einer Wellenlänge im Abstand des Objectivdurchmessers sein, wenn wir maximale Helligkeit haben sollen. Dann ist aber die Reinheit nur gleich der halben auflösenden Kraft. Wächst die Spaltbreite noch weiter, so wächst die Bildbreite in demselben Maassstab, die Helligkeit der Linien nimmt nicht mehr zu.

503. Diese Definition der Reinheit p nimmt stillschweigend an, dass das Licht nur aus einer Wellenlänge besteht, also das Spaltbild nicht durch die Dispersion verbreitert wird. Nach ihr ist also die Breite einer homogenen Linie, die von einem Spalte von der Breite d herrührt: $\varepsilon + \delta = \frac{f}{a}(\lambda + d\psi)$. Ganz dasselbe Resultat kommt zu stande, wenn wir den Spalt unendlich eng voraussetzen, aber der Spectrallinie die endliche Breite s in Folge von Inhomogenität geben: es müsste dann der Abstand zweier Linien von der Breite s, die grade noch getrennt werden, gleich $\frac{f}{a}(s\psi + \lambda)$ sein. Wadsworth[2]) zeigt nun, dass das nicht ganz richtig ist, sondern dass bei diesem Abstand noch breitere Linien getrennt werden können, oder Linien von dieser Breite in kleinerem Abstande.

Das Beugungsbild einer Linie von der Breite s oder der Winkelbreite $\sigma = \frac{s}{f}$ findet man durch Integration der Wirkung eines unendlich schmalen Streifens der Linie über die ganze Linienbreite. Das Beugungsbild einer unendlich schmalen Linie ist aber bekanntlich gegeben durch

---

1) A. Schuster, Encycl. Brit., Vol. **22**. p. 374.

2) F. L. O. Wadsworth, On the conditions of maximum efficiency in the use of the spectrograph. Astrophys. J. **3**. p. 321—347 (1896). Siehe auch: On the resolving power of telescopes and spectroscopes for lines of finite width. Phil. Mag. (5) **43**. p. 317—343 (1897).

$$J = C \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\alpha}\varphi}{\left(\frac{\pi}{\alpha}\varphi\right)^2},$$

wo φ der Winkelabstand von der Mitte des Beugungsbildes ist und $\alpha = \frac{\lambda}{a}$. Die Intensität, welche in einem Punkte γ durch alle Elemente der Linie hervorgebracht wird, ist somit

$$J' = C \int_{-\frac{\sigma}{2}}^{+\frac{\sigma}{2}} \frac{\sin^2 \frac{\pi}{\alpha}(\gamma - \varphi)}{\left[\frac{\pi}{\alpha}(\gamma - \varphi)\right]^2} d\varphi = C' \int_{\frac{\pi}{\alpha}\left(\gamma - \frac{\sigma}{2}\right)}^{\frac{\pi}{\alpha}\left(\gamma + \frac{\sigma}{2}\right)} \frac{\sin^2 x}{x^2} dx.$$

Wadsworth berechnet dies Integral durch mechanische Quadratur für Werthe von σ zwischen $\sigma = 0$ und $\sigma = 3\alpha$. Die Fig. 204 zeigt die Intensitätsvertheilung für die Fälle $\sigma = \alpha$, 2α, 3α, wenn zwei solche Linien nebeneinander liegen. Wadsworth nimmt nun an, die Linien würden als doppelt erscheinen, wenn die Intensität in der Mitte nur 0,8 von der der beiden Maxima

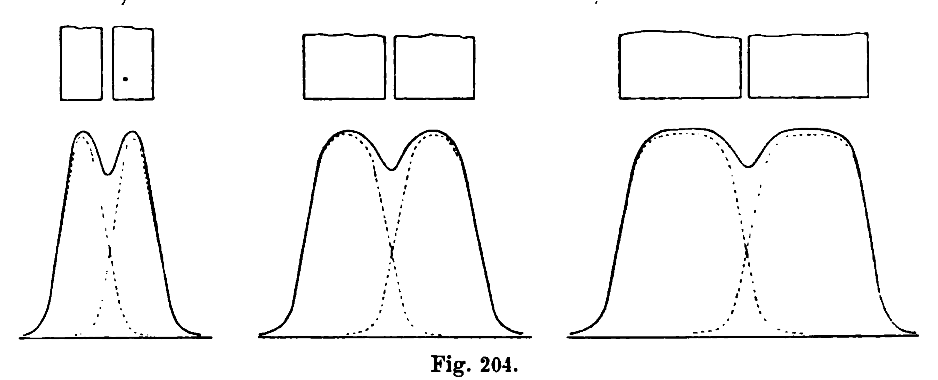


Fig. 204.

beträgt, welche den Mitten der Linien entsprechen. Unter dieser Annahme, welche der von Rayleigh über die Bedingung zur Trennung zweier Linien entspricht[1]), ergiebt sich nun, dass wenn zwei Linien getrennt werden sollen, der Winkelabstand zwischen ihren Mitten sein muss:

für $\sigma = \alpha : 1{,}27\,\alpha = \sigma + 0{,}27\,\alpha$,
„ $\sigma = 2\alpha : 2{,}21\,\alpha = \sigma + 0{,}21\,\alpha$,
„ $\sigma = 3\alpha : 3{,}20\,\alpha = \sigma + 0{,}20\,\alpha$.

Fig. 205.

Aus diesen und dazwischenliegenden Werthen ergiebt sich für den Zusammenhang zwischen der Winkelbreite σ einer Linie und dem Abstand δ, der nöthig ist, damit sie getrennt erscheinen, die in Fig. 205 gezeichnete Curve. Wadsworth prüft sie experimentell und findet sie richtig für Werthe von $\sigma < \alpha$; für grössere Werthe von σ aber findet er die Trennung möglich, wenn die Helligkeit der Mitte mehr als 0,8 beträgt.

1) Vergl. § 414.

Dies stimme mit der Erfahrung überein, dass man auf grösseren hellen Flächen dunklere Stellen sehen kann, wenn deren Helligkeit nur 2 bis 5% kleiner ist. Bei Benutzung der theoretischen Gleichung erhalten wir also sicher nicht zu günstige Resultate für das Auflösungsvermögen. Man erkennt aber daraus, dass alle diese Betrachtungen von Wadsworth, ebenso wie die entsprechenden von Rayleigh sich nur auf Beobachtungen mit dem Auge beziehen, und auf die Annahme, dasselbe könne Intensitätsunterschiede von 20% gut erkennen.

Für Werthe von σ bis zu 3α kann die theoretische Curve genau genug durch eine Hyperbel dargestellt werden, deren Gleichung ist:

$$\frac{\sigma}{\alpha}+\frac{1}{2}=\frac{1}{2\frac{\delta}{\alpha}},$$

woraus folgt:

$$\delta=\frac{\alpha^2}{2\sigma+\alpha}, \text{ oder da } \sigma=\frac{s}{f} \text{ und } \alpha=\frac{\lambda}{a}:\ \delta=\frac{1}{a}\,\frac{\lambda^2}{2s\psi+\lambda}.$$

Der Winkelabstand zwischen zwei Linien von der Breite δ, die gerade noch getrennt werden können, ist daher:

$$\Sigma=\sigma+\delta=\frac{1}{a}\left(s\psi+\frac{\lambda}{2s\psi+\lambda}\,\lambda\right).$$

Wadsworth unterscheidet nun folgende vier Fälle:

1. Der Spalt ist unendlich eng, das Licht vollkommen homogen. Für diesen rein theoretischen Fall haben wir das von Rayleigh eingeführte Auflösungsvermögen r.

2. Der Spalt ist nicht unendlich eng, aber das Licht noch homogen. In diesem ebenfalls theoretischen Falle gilt der Begriff der Reinheit p von Schuster.

3. Der Spalt ist unendlich eng, aber das Licht nicht homogen, sondern umfasst die Wellenlängen von λ bis $\lambda+\Delta\lambda$. Auch dieser Fall ist noch ein theoretischer, für ihn heisse die auflösende Kraft R.

4. Der Spalt sei breit und das Licht enthalte Wellenlängen aus dem Intervall $\Delta\lambda$. In diesem Fall, der allein der Wirklichkeit entspricht, heisse die Reinheit P.

Wadsworth berechnet die vier so definirten Grössen folgendermaassen:

1. Es ist die Dispersion $D=\frac{d\vartheta}{d\lambda}$, und das Auflösungsvermögen $\frac{\lambda}{d\lambda}$. Daher haben wir: $\frac{d\vartheta}{d\lambda}\,d\lambda=\alpha=\frac{m\lambda}{a}$ (nach Rayleigh), wo a die Breite des Strahlenbündels bedeutet und m eine Constante ist, welche nach Rayleigh[1]) gleich 1 ist für rechteckige Oeffnung, gleich 1,1 für runde. Für unseren Fall können wir also m fortlassen. Daraus folgt: $d\lambda=\frac{\lambda}{aD}$ und $r=\frac{\lambda}{d\lambda}=aD$.

Diese wichtige Gleichung gilt ganz allgemein, welches auch der disper-

1) Lord Rayleigh, Wave theory of light, Encycl. Brit. **24**. p. 434.

girende Körper sein mag. Wir wollen sie nachher noch auf anderem Wege für Gitter und Prismen besonders beweisen.[1])

2. In diesem Falle haben wir, wie oben abgeleitet:

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} d\lambda = \Sigma = \frac{1}{a}\left(s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi+\lambda}\lambda\right) \text{ und daher } p = \frac{\lambda}{d\lambda} = \left[\frac{\lambda}{s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi+\lambda}\lambda}\right] r.$$

Vergleichen wir dies mit dem Ausdruck von Schuster für die Reinheit, so zeigt sich unsere Formel wesentlich günstiger. Wie oben bemerkt, findet Schuster, dass man maximale Helligkeit habe, wenn $s\psi = \lambda$, dass dann aber die Reinheit nur die Hälfte der auflösenden Kraft sei. Er fügt freilich hinzu, dass man practisch mit weiterem Spalt arbeite, als es dieser Theorie entspreche, meint aber, das habe physiologische Gründe, eine breitere Linie erscheine heller, als eine gleich helle schmale. Die Gleichung von Wadsworth ergiebt für diese Spaltbreite: $p = \frac{3}{4} r$.

3. Hier entsteht eine gewisse Schwierigkeit für die Berechnung dadurch, dass wir nicht mit Sicherheit wissen, nach welchem Gesetz innerhalb einer Spectrallinie die Intensität variirt, wovon doch in erster Linie auch die Beschaffenheit des Bildes und seine Breite abhängt. Es sind verschiedene Formeln für die Intensitätscurve einer Linie vorgeschlagen worden, die wir an einer anderen Stelle besprechen werden. Zwei von ihnen scheinen besondere Berechtigung zu haben: die erste nimmt an, dass die Intensität sich ermitteln lasse nach der kinetischen Gastheorie mittelst des Maxwell'schen Gesetzes über die Vertheilung der Geschwindigkeiten unter den Moleceln. Sie lautet: $f(\varphi) = e^{-\varkappa\varphi^2}$, wo $\varkappa$ eine Constante ist, die von der emittirenden Substanz, ihrer Temperatur und dem Druck abhängt. Michelson hat aus seinen Versuchen auf ein etwas complicirteres Gesetz geschlossen. — Die Rechnung in diesem Falle gestaltet sich so, dass wir die Verbreiterung der Linie durch die Dispersion und die Verbreiterung durch die Beugung zu berücksichtigen haben. Wadsworth löst die vorkommenden Integrale wieder durch mechanische Quadratur, und zwar für die erste Annahme über die Intensitätsvertheilung, die aber hier von der zweiten wenig abweicht, und construirt eine Curve, welche die Beziehung zwischen der Breite einer Linie und dem nöthigen Abstand giebt, damit zwei Linien getrennt erscheinen. Wird der in Betracht kommende Theil der Curve wieder durch eine empirische Hyperbel ersetzt, so ergiebt sich für diese die Gleichung:

$$\Omega = \frac{1}{a}\left[\frac{4}{7} r\Delta\lambda + \frac{\lambda}{r\Delta\lambda+\lambda}\lambda\right],$$

wo Ω den zur Trennung nöthigen Abstand bedeutet. Also haben wir für diesen Fall $\frac{d\vartheta}{d\lambda} d\lambda = \Omega$ und $R = \frac{\lambda}{d\lambda} = \left[\frac{\lambda}{\frac{4}{7} r\Delta\lambda + \frac{\lambda}{r\Delta\lambda+\lambda}\lambda}\right] r.$

1) Siehe § 506.

4. In diesem practisch allein realisirbaren Falle findet sich nach ganz ähnlichen Betrachtungen, wie im vorigen Fall, für die zur Trennung nöthigen Winkelabstände $\Sigma = \frac{1}{a}\left\{s\psi + \frac{\left(\lambda\frac{r}{R}\right)^2}{2s\psi + \lambda\frac{r}{R}}\right\}$ und $P = \left\{\frac{\lambda}{s\psi + \frac{\lambda\frac{r}{R}}{2s\psi+\lambda\frac{r}{R}}\frac{r}{R}\lambda}\right\} r$.

Man sieht aus der Gleichung, dass P desto kleiner, je grösser $\frac{r}{R}$, d. h. je grösser $\Delta\lambda$ ist. Für $\Delta\lambda = 0.2$ A. E., (was ungefähr die Breite der Protuberanzlinien ist) und ein Auflösungsvermögen 25000 (25 nach Schuster) ist $r\Delta\lambda = 0.0005$, etwa gleich λ, und $\frac{r}{R} = 1.07$. In solchen Fällen also, wo die ganze Breite des spectralen Bildes nicht grösser ist, als die halbe Breite des Beugungsbildes, kann man $\frac{r}{R}$ gleich 1 nehmen (vergleiche die Tabellen des folgenden Paragraphen), aber nicht, wenn die Breite der Linie oder die auflösende Kraft grösser ist; wäre letztere z. B. 150000, wie man es mit Gittern erhält, so wäre $r\Delta\lambda$ etwa gleich 6λ und $\frac{r}{R} = 3.57$. Macht man in diesem Fall die Spaltbreite s so gross, dass $s\psi = \lambda$, so wird $\frac{P}{r} = 0.3$ und $\frac{P}{p} = 0.4$, d. h. die practische Reinheit ist nicht ein Drittel der theoretischen für monochromatisches Licht und nur $\frac{2}{5}$ der theoretischen Reinheit für die vorhandene Strahlung und dieselbe Spaltbreite. Während wir die auflösende Kraft des Instrumentes versechsfacht haben, ist practisch die Reinheit nur $1\frac{1}{2}$mal so gross geworden.

504. In einer weiteren Abhandlung fügt Wadsworth[1]) zu diesen Ausdrücken für die auflösende Kraft noch folgende Betrachtungen und Rechnungen hinzu: Die Gleichung für den Fall 2 zeigt, dass wenn wir von unendlich engem Spalte ausgehend denselben verbreitern, die Reinheit des Spectrums nicht dauernd abnimmt, sondern zunächst zunimmt, bis $s\psi$ etwa gleich $\frac{1}{5}\lambda$ geworden, denn es lässt sich leicht zeigen, dass Σ für diesen Werth von $s\psi$ ein Maximum wird. Um die Breite zu finden, für welche $p = r$ ist, brauchen wir nur $s\psi + \frac{\lambda^2}{2s\psi+\lambda} = \lambda$ zu setzen, was giebt: $s\psi = 0$ oder $= \frac{1}{2}\lambda$.

Ganz Aehnliches gilt für R und P: so erhält R sein Maximum für $r\Delta\lambda = \frac{1}{3}\lambda$

1) F. L. O. Wadsworth, Tables of the practical resolving power of spectroscopes. Astrophys. J. **6**. p. 27—36 (1897), und Phil. Mag. (5) **43**. p. 317—343 (1897).

und R wird wieder gleich r für $r \Delta\lambda = \frac{3}{4}\lambda$. Für kleine Werthe von r oder $\Delta\lambda$ ist also R grösser als das theoretische Auflösungsvermögen des Instrumentes; aber für jeden Werth von $\Delta\lambda$ nähert sich R mit wachsendem r assymtptotisch einem Grenzwerth R_{max}, nämlich $R_{max} = 1.75 \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$. D. h: Das grösste Auflösungsvermögen irgend eines Instrumentes kann nicht grösser sein, als 1.75 mal dem Verhältniss der mittleren Wellenlänge und der Breite der betrachteten Linie.

Wadsworth giebt dann eine interessante Tabelle über die Breite einiger Linien nach den Beobachtungen von Michelson, die ich hier abdrucke:

Substanz	Linie	Lichtquelle	Druck in mm	$\Delta\lambda$
Wasserstoff	6565	Geisslerrohr	sehr klein	0,328 A. E.
"	"	"	50	0,532
"	"	"	134	0,696
"	"	"	230	1,06
Natrium	5890	Geisslerrohr	sehr niedrig	0,020
"	?	?	100	0,36
"	?	?	200	0,64
"	5890	Bunsenflamme	Atmosphäre	0,27
Cadmium	6439	Geisslerrohr, Temp. 280°	sehr klein	0,026
"	5086	"	"	0,020
	?	Funke?	100	0,200
	?	"	200	0,32
	?	"	400	0,56
Quecksilber	5461	Geisslerrohr, Temp. 100°	sehr klein	0,012

Er berechnet ferner für verschiedene Werthe von $\Delta\lambda$ zwischen 0.01 und 1.00 A. E. und verschiedene Werthe von r zwischen 25000 und 100000 die Werthe von $\frac{r}{R}$, R und R_{max}, die in folgender Tabelle enthalten sind:

$\Delta\lambda$ in A. E.	r = 25000		r = 50000		r = 100000		r = 200000		r = 500000		r = 1000000		R_{max}
	$\frac{r}{R}$	R	$\frac{r}{R}$	R	$\frac{r}{R}$	R	$\frac{r}{R}$	R	$\frac{r}{R}$	R	$\frac{r}{R}$	R	
0,01	0,98	25400	0,97	51600	0,95	105600	0,94	212800	1,04	480000	1,39	722000	962000
0,02	0,97	25800	0,95	52800	0,94	106400	1,00	200000	1,39	361000	2,29	437000	481000
0.04	0,95	26400	0,94	53200	1,00	100000	1,24	161700	2,29	219000	4,27	234000	240000
0,06	0,94	26600	0,96	52400	1,10	90900	1,56	128500	3,27	153000	6,30	159000	160000
0,08	0,94	26600	1,00	50000	1.24	80800	1,91	104600	4,27	117000	8,35	120000	120000
0,10	0,95	26400	1,04	48000	1,39	71900	2,29	87300	5,28	95000	10,41	96000	96000
0.12	0,96	26200	1,10	45500	1,56	64300	2,67	75000	6,30	79400	12,50	80000	80000
0,14	0,97	25800	1,16	42900	1,73	57700	3,06	65000	7,33	68000	14,50	69000	69000
0,16	1,00	25000	1,24	40400	1,91	52300	3,46	58000	8,35	60000	16,60	60000	60000
0,18	1,02	24600	1,31	38100	2,10	47700	3,86	52000	9,38	53000	18,70	53000	53000
0,20	1,04	24000	1,39	36000	2,29	43700	4,27	46800	10,41	48000	20,75	48000	48000
0,25	1,12	22400	1,60	31200	2,77	36100	5.28	37900	13,00	38000	25,9	38000	38000
0,30	1,20	20800	1,85	27000	3,27	30600	6,30	31800	15.60	32000	31,1	32000	32000
0.35	1,29	19300	2,05	24400	3,76	26600	7,33	27000	18,17	27000	36,3	27000	27000
0,40	1,39	18000	2,29	21800	4,27	23400	8,35	24000	20,75	24000	41,4	24000	24000
0,50	1,60	15600	2,77	18000	5,28	18900	10.41	19000	25,90	19000	51,8	19000	19000
0,60	1,82	13700	3.27	15300	6,30	15900	12,47	16000	31,1	16000	62,2	16000	16000
0,80	2,29	10900	4,27	11700	8,35	12000	16.61	12000	41,4	12000	82.9	12000	12000
1,00	2,77	9000	5,28	9500	10,41	9600	20,75	9600	51,8	9600	103,6	9600	9600

Die verticalen Reihen zeigen die Veränderung von R mit Zunahme von $\Delta\lambda$ für jeden Werth von r; die horizontalen Reihen zeigen die Zunahme von R mit r für constanten Werth von $\Delta\lambda$. Die letzte Colonne giebt den grössten erreichbaren Werth von R für die in der ersten Colonne gegebene Linienbreite. Wie man sieht, wird dieser Werth nahezu erreicht, wenn r etwa doppelt so gross ist, wie R_{max}. Der Gewinn in R, wenn man r noch weiter steigert, würde die erhöhten Kosten des Instrumentes nicht lohnen, da gleichzeitig die Lichtstärke verringert würde. Es ist sogar kaum rathsam, grössere Werthe von r zu nehmen, als 1 bis $1\frac{1}{2}$ R_{max}, da damit schon $\frac{3}{4}$ bis $\frac{7}{8}$ des maximalen Werthes erreicht ist. Die feinsten bisher gefundenen Linien sind etwa 0,01 A. E. breit, wofür $R_{max} = 950000$ ist, und der grösste zweckmässige Werth von r würde dafür 1400000 sein, was bei einem Gitter einer Oeffnung von 18 bis 20 Zoll entsprechen würde. Für Linien, wie die des Wasserstoffs in Geisslerröhren, würde man nichts gewinnen, wenn man r grösser als 20000 bis 30000 nimmt, wofür ein Gitter von $\frac{1}{2}$ Zoll, oder 5 Prismen von 60° und $1\frac{1}{2}$ Zoll Oeffnung genügen. Für Sonnenlinien, deren Breite kaum unter 0,05 A. E. beträgt, genügen unsere Gitter von 5 bis 6 Zoll.

Diese Rechnungen über die Leistungen der Gitterspectroscope beruhen aber auf der Annahme, dass wir das grösste practische Auflösungsvermögen der Gitter $r_0 = 1{,}5\,\frac{b}{\lambda}$ benutzen können.[1]) Das ist im Allgemeinen nicht der Fall, z. B. nicht bei den Rowlandschen Concavgittern. Nehmen wir den Einfallswinkel gleich 45°, den Beugungswinkel gleich 0°, so müssten die Gitterbreiten wesentlich vergrössert werden. Man findet dann, dass für Linien $\Delta\lambda = 0{,}1$ A. E. die Breite wenigstens 100 cm betragen muss, für $\Delta\lambda = 0{,}02$ wenigstens 50 cm, für $\Delta\lambda = 0{,}05$ wenigstens 25 cm.

Auch für den vierten Fall berechnet Wadsworth eine Tabelle, welche die Werthe von P giebt für verschiedene Spaltbreiten zwischen 0,005 mm und 0,3 mm, verschiedene Linienbreiten von 0,01 bis 1,00 A. E. und für verschiedene Werthe von r zwischen 25000 und 1000000. Ausserdem sind die Werthe von p und die p', welche sich nach der Formel von Schuster berechnen, hinzugefügt (siehe Tabelle auf folgender Seite).

Als Beispiel für die Anwendung dieser Tabelle wollen wir annehmen, wir hätten ein Spectroscop, für welches r = 100000, d. h. z. B. ein Gitter von 5 Zoll, 20000 Linien pro Zoll, zweite Ordnung. Ist $s = \frac{1}{50}$ mm, $\varphi = \frac{1}{40}$, wie beim Concavgitter, also $s\psi = 0{,}005$, so variirt P je nach der Breite der Linie zwischen 163000 und 10000, während p = 158000 und p' = 105000.

Der maximale Werth von P ist erreicht, wenn $s\psi = \frac{1}{5}\lambda\frac{r}{R}$. Für $r = 200000$, $\Delta\lambda = 1{,}00$ ist $\frac{r}{R} = 20{,}75$ und das Maximum von P ist erreicht,

1) Vergl. § 416.

s	ψ	sψ	Linienbreite in A. E.	r 25000	r 50000	r 100000	r 200000	r 500000	r 1000000
			P 0,01	20000	40200	81200	136200	389000	662000
0,005	1/10		P 0,05	20300	40600	77800	132400	194000	207000
			P 0,10	20300	38900	66200	91400	103400	102200
0,010	1/20	0,0005	P 0,50	15100	19400	20700	20400	19900	19900
			P 1,00	9700	10300	10200	10000	9800	9700
0,020	1/40		p	19800	39600	79100	158200	396000	792000
			p'	13100	26200	52400	104800	262000	524000
			P 0,01	12400	24800	49700	99400	243000	454000
0,010	1/10		P 0,05	12400	24800	48700	90900	166000	202000
		0,001	P 0,10	12400	24400	45500	74300	101500	108000
0,015	1/15		P 0,50	10900	16600	20200	21500	20400	19900
			P 1,00	8300	10100	10800	10300	10000	9800
			p	12300	24600	49100	98200	245000	491000
			p'	8900	17800	35500	71000	177000	355000
			P 0,01	6700	13400	26700	53500	133000	259000
0,020	1/10		P 0,05	6700	13400	26600	51900	113600	171000
		0,002	P 0,10	6700	13300	25900	47800	85700	103000
0,030	1/15		P 0,50	6400	11400	17100	20600	21000	20600
			P 1,00	5700	8500	10300	10600	10300	10000
			p	6650	13350	26700	53400	133500	267000
			p'	5400	10800	21600	43200	108000	216000
			P 0,01	4500	9100	18100	36200	90200	178000
0,030	1/10		P 0,05	4500	9100	18000	35600	83100	141000
		0,003	P 0,10	4500	9000	17800	34200	75700	95300
0,045	1/15		P 0,50	4400	8300	14100	19100	21100	20800
			P 1,00	4200	7600	9500	10500	10400	10100
			p	4500	9100	18100	36200	90500	181000
			p'	3900	7800	15500	31000	77500	155000
			P 0,01	2700	5400	10900	21800	54500	108000
0,050	1/10		P 0,05	2700	5400	10900	21800	52900	97300
		0,005	P 0,10	2700	5400	10800	21400	48800	77100
0,075	1/15		P 0,50	2700	5300	9700	15400	20600	21200
			P 1,00	2600	4900	7700	9900	10500	10300
			p	2700	5400	10900	21800	54500	109000
			p'	2500	5000	9900	19800	49500	99000
			P 0,01	1400	2800	5500	11000	27500	54900
0,10	1/10		P 0,05	1400	2800	5500	11000	27200	53000
		0,010	P 0,10	1400	2800	5500	10900	26500	48800
0,15	1/15		P 0,50	1100	2700	5200	9800	17300	20600
			P 1,00	1400	2600	4900	7800	10300	10500
			p	1400	2800	5500	11000	27500	55500
			p'	1300	2600	5200	10400	26000	52000
			P 0,01	700	1400	2800	5600	14000	27500
0,20	1/10		P 0,05	700	1400	2800	5500	13700	27200
		0,020	P 0,10	700	1400	2800	5500	13600	26500
0,30	1/15		P 0,50	700	1400	2700	5300	11600	17300
			P 1,00	700	1400	2600	4900	8600	10300
			p	700	1400	2800	5600	14000	28000
			p'	650	1300	2600	5200	13000	26000

wenn $s\psi$ etwa $4{,}15\,\lambda$ oder etwa 0,0023, was bei gewöhnlichen Spectroscopen, wo $\psi = \frac{1}{15}$ ist, einer Spaltweite von etwa $\frac{1}{30}$ mm entspricht. In diesem Falle ist practisch die Reinheit noch ebenso gross bei einer Spaltbreite von $\frac{1}{13}$ mm, wie bei der Breite 0. Bei grösserem r kann die Spaltweite noch grösser sein. Selbst bei so niedrigen Werthen von $\frac{r}{R}$ wie 2 oder 3, was Linien von 0,2 bis

0,25 A.E. entspricht, und für $r = 100000$ bleibt die Reinheit unverändert bis zu Werthen von $s\psi = \lambda$ bis $1,5\,\lambda$, d. h. 0,0005 bis 0,0008, oder bis zu Spaltbreiten von $\frac{1}{50}$ bis $\frac{1}{30}$ mm beim Concavgitter.

505. Wir wollen nun noch einmal zu der Beziehung zwischen Dispersion und Rayleigh's auflösender Kraft r zurückkehren; wir haben oben (§ 504) den Satz ausgesprochen, dass ganz allgemein $D = \frac{r}{a}$ sei, wenn a die Breite des benutzten Lichtbündels bedeutet, einerlei, ob wir Gitter oder Prismen verwenden.[1]) Der Beweis ist folgender:

1. Für Gitter haben wir die Formel: $\varepsilon(\sin i + \sin \vartheta) = m\lambda$, wenn wir mit ε die Gitterconstante bezeichnen, mit i den Incidenzwinkel, mit ϑ den Beugungswinkel, mit m die Ordnung des Spectrums. Multipliciren wir beide Seiten mit n, der Zahl der Furchen des Gitters, so können wir für $n\varepsilon$ die Breite b des Gitters setzen, also: $b(\sin i + \sin\vartheta) = m\,n\,\lambda$. Nun ist die Dispersion $D = \frac{d\vartheta}{d\lambda}$. Differenziren wir obige Gleichung, so folgt $b\cos\vartheta\, d\vartheta = m\,n\,d\lambda$, $\frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{m\,n}{b\cos\vartheta}$. $b\cos\vartheta$ ist aber die Breite des Strahlenbündels nach der Beugung, also $= a$ und wir haben $D = \frac{r}{a}$, da $m\,n = r$.

2. Für Prismen: hier ist nach Rayleigh $r = (t_1 - t_2)\frac{d\mu}{d\lambda}$, wo μ den Brechungsexponent bedeutet, oder, wenn das Prisma voll ausgenutzt wird, $r = B\frac{d\mu}{d\lambda}$, wenn wir mit B die Breite der Prismenbasis bezeichnen. Nun haben wir noch Fig. 206: $EH = \frac{B}{2} = EF\sin\frac{\varphi}{2}$, wenn φ den brechenden

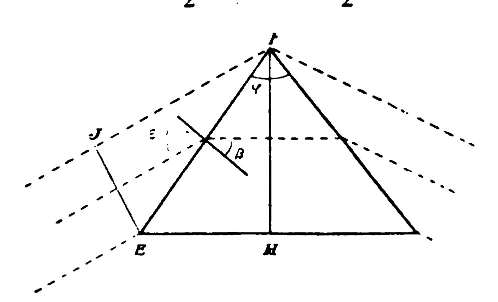


Fig. 206.

Winkel bedeutet, und $EJ = a = EF\sin EFJ = EF\cos\varepsilon$, wenn wir mit ε den Einfallswinkel bezeichnen. Nennen wir β den Brechungswinkel, so ist bekanntlich für das Minimum der Ablenkung $\beta = \frac{\varphi}{2}$, und da $\sin\varepsilon = \mu\sin\beta = \mu\sin\frac{\varphi}{2}$,

---

1) Siehe Lord Rayleigh, Optics, Encycl. Brit. 9. Ed. Vol. 17. p. 798—807 (1884) und F. L. O. Wadsworth, Astrophys. J. 1. p. 55 (1895).

so ist $\cos\varepsilon = \sqrt{1-\sin^2\varepsilon} = \sqrt{1-\mu^2\sin^2\frac{\varphi}{2}}$, folglich $EF = \frac{a}{\sqrt{1-\mu^2\sin^2\frac{\varphi}{2}}}$.

Setzen wir dies in den Werth für r ein, so folgt

$$r = B\frac{d\mu}{d\lambda} = \frac{2a\sin\frac{\varphi}{2}}{\sqrt{1-\mu^2\sin^2\frac{\varphi}{2}}}\frac{d\mu}{d\lambda}.$$

Andererseits ist $D = \frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{d\vartheta}{d\mu}\frac{d\mu}{d\lambda}$. Nun ist die Ablenkung durch ein Prisma $\vartheta = 2\varepsilon - \varphi$, also $\frac{d\vartheta}{d\mu} = \frac{2d\varepsilon}{d\mu}$. Da $\sin\varepsilon = \mu\sin\beta = \mu\sin\frac{\varphi}{2}$, so folgt durch Differenziren: $\cos\varepsilon\, d\varepsilon = d\mu\sin\frac{\varphi}{2}, \frac{d\varepsilon}{d\mu} = \frac{\sin\frac{\varphi}{2}}{\cos\varepsilon} = \frac{\sin\frac{\varphi}{2}}{\sqrt{1-\mu^2\sin^2\frac{\varphi}{2}}}$, folglich

$$D = \frac{2\sin\frac{\varphi}{2}}{\sqrt{1-\mu^2\sin^2\frac{\varphi}{2}}}\frac{d\mu}{d\lambda} = \frac{r}{a}.$$

506. Wir wenden uns nun zur Betrachtung der Helligkeit des Spectrums, indem wir wieder Wadsworth[1]) folgen, der allein in den letzten Jahren auf Rayleigh's Grundlagen die Theorie der Spectroscope in den verschiedensten Richtungen durchgearbeitet hat. Wadsworth geht überall bei der Vergleichung der Leistungen der Apparate von gleicher auflösender Kraft aus, und dies scheint auch mir der angemessenste Standpunkt zu sein, denn auf sie kommt es in erster Linie bei Benutzung des Spectrums an. Auch wenn es sich um die Helligkeit handelt, werden wir also Apparate mit gleicher auflösender Kraft vergleichen.

Unter dieser Bedingung ist die Reinheit des Spectrums unabhängig von der Oeffnung des Apparates; wir hatten (§ 503) $P = \frac{\lambda}{d\psi + \lambda}r$. Ist daher $d\psi$ und r constant, so ist es auch P. Also für jedes Fernrohr und für jeden Grad der Reinheit ist die Spaltbreite und daher die gesammte Energie, welche auf den Collimator fällt die gleiche für alle Oeffnungen, d. h. für alle Längen des Collimators.

Nennen wir die Breite des Spaltes s, seine Höhe oder genauer das beleuchtete Stück derselben h, für das Spaltbild dieselben Grössen s' und h', J die Intensität des Lichtes im Spalt, i die des Bildes, so werden sich die Intensitäten umgekehrt wie die Flächen verhalten, also

$$i = J\varepsilon\frac{hs}{h's'}.$$

1) F. L. O. Wadsworth, General considerations respecting the design of astronomical spectroscopes. Astrophys. J. 1. p. 52—79 (1895).

wo ε einen Factor bedeutet, der den Lichtverlust durch Absorption und Reflexion darstellt. Nun können wir setzen:[1])

$$s' = \frac{f'}{f} s + E + H,$$

wo f die Brennweite des Collimators, f' die des Fernrohrs bedeutet, E die Verbreiterung des Bildes durch Beugung, H die durch Dispersion. Ist der Apparat schlecht, so kommt noch ein Glied hinzu, welches von der sphärischen und chromatischen Aberration, Fehlern der Prismen u. s. w. abhängt, was wir aber nicht berücksichtigen. Ebenso ist

$$h' = \frac{f'}{f} h + E,$$

also

$$i = J\varepsilon \frac{s\,h}{\left(\frac{f'}{f} s + E + H\right)\left(\frac{f'}{f} h + E\right)}.$$

Gewöhnlich ist h gross gegen s und E, und dann können wir schreiben

$$i = J\varepsilon \left(\frac{f}{f'}\right)^2 \frac{s}{s + \frac{f}{f'}\left(E + H\right)} = J\varepsilon \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{\beta}{s\psi}\left(E + H\right)},$$

wenn wir die Oeffnungen von Collimator und Fernrohr a und a' nennen und setzen:

$$\frac{a}{f} = \psi, \quad \frac{a'}{f'} = \beta, \quad a = a'.$$

Wadsworth berechnet nun E und H. Für E, die Verbreiterung durch Beugung haben wir schon (§ 503) den Ausdruck $\frac{\lambda}{\beta}$ benutzt. Ist nun z. B. $\beta = \frac{1}{10}$ und $\psi = \frac{1}{15}$, so wird $\frac{\beta}{\psi} E = 0,0075$ mm, was man nur vernachlässigen dürfte, wenn der Spalt breiter als etwa 0,025 mm ist.

Wadsworth bemerkt hier, dass diese Rechnung nur gilt, wenn die Helligkeit in der ganzen Spaltebene gleichförmig ist. Das gilt aber z. B. nicht bei Beobachtung eines Sternspectrums. Dann ist das Bild des Sternes so klein, dass es ganz in den Spalt fällt, und für dessen Breite und Höhe einfach der Durchmesser des Sternbildes zu setzen ist. Wir wollen hier nur das Resultat der Rechnung geben:

$$i = \frac{1}{2} J\varepsilon \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{\beta H}{3\lambda}}.$$

507. Bei der Berechnung von H sind zwei Fälle zu unterscheiden, nämlich dass H klein ist gegen s, was für discontinuirliche Linienspectra gilt, und dass H gross ist gegen s, der Fall eines continuirlichen Spectrums.

1. Für discontinuirliche Spectra mit einer Linienbreite $\Delta\lambda$ ist die Breite des Bildes $Z = f' \frac{d\vartheta}{d\lambda} \Delta\lambda = \frac{r}{\beta} \Delta\lambda$. Da aber die Intensität an beiden Rändern

1) Es ist immer vorausgesetzt, dass wir Prismen unter dem Minimum der Ablenkung benutzen.

stark abfällt, nimmt Wadsworth die Hälfte davon, also $H = \frac{r}{2\beta} \Delta\lambda$. Nach den früher erwähnten Messungen über die Breite von Linien, welche von Michelson mit dem Interferometer ausgeführt sind, ergiebt sich für $\beta\,\psi = \frac{1}{15}$ H gleich 0.0005 bis 0.0130 mm.

In den meisten practischen Fällen ist also E und H klein gegen s, wir können es vernachlässigen, und dann wird

$$i = J\,\varepsilon \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2,$$

d. h. die Helligkeit ist constant für alle Oeffnungen und Spaltbreiten bis herunter zu 0,025 mm. Für kleinere Spalte aber ändern sich die Verhältnisse, da dann E und H zu berücksichtigen sind.

Maximale Helligkeit ist offenbar vorhanden, wenn $s = \frac{\beta}{\psi}(E+Z) = \frac{\beta}{\psi}\left(\frac{\lambda}{\beta} + \frac{r}{\beta}\Delta\lambda\right)$ oder für $s = \frac{\lambda}{\psi} + \frac{r\Delta\lambda}{\psi}$.

2. Für continuirliche Spectra wird H so gross, dass alle andern Glieder daneben verschwinden. Sendet die Lichtquelle Wellenlängen zwischen den Grenzen λ_1 und λ_2 aus, und nehmen wir die Intensität für alle gleich an, so wird $H = \frac{r}{\beta}(\lambda_1 - \lambda_2)$ und daher

$$i = J\,\varepsilon \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{s}{\frac{\beta}{\psi}H} = J\,\varepsilon \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{s\,\psi}{r\,(\lambda_1 - \lambda_2)}.$$

(Für Sternspectra kommt noch der Factor $\frac{2}{3}$ dazu.)

Diese Gleichung zeigt, dass i proportional zur Spaltbreite s ist, umgekehrt proportional zum Auflösungsvermögen r. Aber sie zeigt auch, dass für gegebenes r und für gegebene Reinheit P (d. h. $s\,\psi = \text{const}$) die Intensität unabhängig von der Oeffnung a ist. Also wird bei constanter Vergrösserung die Helligkeit unabhängig von Oeffnung und Dispersion sein.

Der Unterschied zwischen discontinuirlichen und continuirlichen Spectren ist also nur der, dass bei ersteren die Helligkeit unabhängig von der Spaltbreite ist (wenn diese die angegebene Grenze übersteigt), bei letzteren aber proportional der Spaltbreite ist.

508. Wadsworth behandelt weiter den bei astrophysikalischen Beobachtungen allein vorkommenden Fall, dass durch ein astronomisches Fernrohr ein Bild des spectroscopisch zu untersuchenden Lichtquells auf dem Spalt entworfen wird. Obgleich ich sonst in diesem Bande astrophysicalische Betrachtungen bei Seite lasse, will ich der Vollständigkeit halber auch diese Rechnungen hier geben.

Sei also A der Durchmesser des Objectivs des astronomischen Fernrohrs, F seine Brennweite und $\frac{A}{F} - \psi$. Es ist klar, dass dieser Werth identisch

sein muss mit dem entsprechenden des Collimators, wenn das Collimatorobjectiv grade von den Strahlen gefüllt sein soll. Aendern wir A und damit ψ, so ändert sich J, die Lichtmenge, die auf den Spalt fällt. Es ist hier zu unterscheiden zwischen den Fällen, wo die Grösse des Bildes ω verschwindend klein ist, wie bei den Fixsternen, und wo sie eine erhebliche Grösse hat, wie bei den Planeten, Nebeln u. s. w.

I. Im ersten Falle wächst die vom Objectiv vereinigte Lichtmenge und daher die Energie im Bilde wie A^2, während die Fläche des Bildes sich ändert wie $\left(\frac{\omega A + 2\lambda}{\psi}\right)^2$; die mittlere Intensität J des Bildes ändert sich daher wie $\left(\frac{A}{\omega A + 2\lambda}\right)^2 \psi^2$ oder $J = k \frac{A^2}{(\omega A + 2\lambda)^2} \psi^2$, wo k ausschliesslich von der Helligkeit des Lichtquells abhängt. Die effective Spaltbreite ist in diesem Fall gleich der Bildgrösse, also $\frac{\omega A + 2\lambda}{\psi}$, die Reinheit des Spectrums ist daher constant für $P = \frac{\lambda}{s\psi + \lambda}$, $r = \frac{\lambda}{\omega A + 3\lambda}$ r, wo ωA immer klein gegen 3λ ist.

Unter der Bedingung constanter Reinheit haben wir daher nach dem Früheren:

1) für continuirliche Spectra

$$(1)\quad i = \frac{2}{3} J \varepsilon \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{s\psi}{r(\lambda_1 - \lambda_2)} = \frac{2}{3} k \varepsilon \beta^2 A^2 \frac{1}{2r\lambda(\lambda_1 - \lambda_2)}$$

2) für discontinuirliche Spectra

$$(2)\quad i = \frac{1}{2} J \varepsilon \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{\beta H}{3\lambda}} = \frac{1}{2} k \varepsilon \beta^2 A^2 \frac{1}{2\lambda\left(2\lambda + \frac{1}{3} r \varDelta\lambda\right)},$$

d. h. die Helligkeit ist in allen Fällen unabhängig von ψ, wächst aber wie das Quadrat der linearen Oeffnung des astronomischen Fernrohrs.

Wenn wir die auflösende Kraft des Spectroscops proportional der Oeffnung des astronomischen Fernrohrs machen, so ist $r = r_0 A$, wo r_0 die auflösende Kraft für die Einheit der Oeffnung bezeichnet. Dann wird:

1) für continuirliche Spectra

$$i = \frac{2}{3} k \varepsilon \beta^2 \frac{A}{2 r_0 \lambda (\lambda_1 - \lambda_2)}$$

2) für discontinuirliche Spectra

$$i = \frac{1}{2} k \varepsilon \beta^2 \frac{A}{2\lambda\left(\frac{2\lambda}{A} + \frac{1}{3} r_0 \varDelta\lambda\right)}.$$

Diese Gleichungen zeigen, dass dann i langsamer mit der Oeffnung wächst, da ja die gleichzeitig vergrösserte Reinheit die Lichtverluste verstärkt.

Die Gleichungen (1) und (2) zeigen, dass i umgekehrt proportional der Wellenlänge ist. Bei Prismenspectroscopen wird dies aber dadurch compensirt, dass die auflösende Kraft der dritten Potenz der Wellenlänge umgekehrt pro-

portional ist. Namentlich für Spectralphotographie ist diese Eigenschaft des prismatischen Spectrums wichtig.

Aus dem bisher Gesagten ergeben sich als Bedingungen für die Spectroscopie der Sterne: 1) A möglichst gross zu machen, um viel Licht zu erhalten und um ωA im Vergleich zu λ gross zu machen, damit die Intensitätsvertheilung über die Breite des Bildes gleichmässiger sei; 2) ψ möglichst gross zu machen, d. h. F möglichst klein, damit die Breite des Bildes $\frac{\omega A + 2\lambda}{\psi}$ möglichst klein werde. Wadsworth empfiehlt die Anwendung von Spiegelinstrumenten.

II) Wenn ω so gross ist, dass die Breite des Bildes grösser als die des Spaltes, so wird ωA gross gegen λ und $\left(\frac{A}{\omega A + 2\lambda}\right)^2$ wird $\left(\frac{1}{\omega}\right)^2$ und daher $J = \frac{k'}{\omega^2}\psi^2 = k\psi^2$. In diesem Fall ändert sich die Reinheit des Spectrums mit ψ im Verhältniss $\frac{\lambda}{s\psi + \lambda}$; sie kann daher auf zwei Arten constant gehalten werden: entweder indem man s verkleinert, wenn ψ wächst, so dass ihr Product constant ist; oder indem man s constant lässt, aber mit wachsendem ψ die auflösende Kraft vermehrt im Verhältniss $s\psi + \lambda$.

Unter der Bedingung constanter Reinheit haben wir also:

1) für continuirliche Spectra

$J = k\psi^2$ und $s = s_0\psi = r =$ const, oder $r = r_0(s\psi + \lambda) = r_0(s\psi)$ für $s =$ const.

$$i = J\varepsilon\left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{s\psi}{r(\lambda_1 - \lambda_2)} = k\varepsilon\beta^2 \frac{s_0}{r(\lambda_1 - \lambda_2)} \text{ für } r = \text{const.}$$

oder
$$i = k\varepsilon\beta^2 \frac{1}{r_0(\lambda_1 - \lambda_2)} \text{ für } s = \text{const.}$$

2) für discontinuinirliche Spectra

für breite Spalte ($\beta > 0.02$ mm): $i = J\varepsilon\left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 = k\varepsilon\beta^2$

für enge Spalte ($\beta < 0.02$ mm)

$$i = J\varepsilon\left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{s}{s + \frac{1}{\psi}\left(\lambda + \frac{r\Delta\lambda}{2}\right)} = k\varepsilon\beta^2 \frac{1}{1 + \frac{2\lambda - r\Delta\lambda}{2s_0}}.$$

In diesem Fall ist also die Helligkeit unabhängig sowohl von A als von ψ; für Nebel, Kometen, Protuberanzen u. s. w. ist ein kleines astronomisches Fernrohr ebenso gut, wie ein grosses. Die Helligkeit muss daher mit der auflösenden Kraft abnehmen, und letztere kann für lichtschwache Quellen nicht gross werden.

509. Es ist nun noch der Factor ε zu betrachten, der angiebt, auf welchen Bruchtheil seiner ursprünglichen Stärke das Licht durch Absorption und Reflexion herabgedrückt wird.

Darüber hat zuerst Pickering[1]) Aufklärung gesucht. Was zunächst die

1) E. C. Pickering, On the comparative efficiency of different forms of the spectroscope. Americ. J. (2) **45**. p. 301—305 (1868), auch Phil. Mag. (4) **36**. p. 39—43 (1868).

Absorption betrifft, so wächst diese nach dem bekannten Gesetze, das Lambert gefunden hat, mit der Dicke in der Weise, dass wenn a den durch die Einheit der Dicke durchgelassenen Bruchtheil bezeichnet, d die Dicke der absorbirenden Schicht, J die Intensität vor Eintritt, J′ die nach dem Durchgang, wir haben $J' = J a^d$. Die mittlere Glasdicke, welche in den Prismen durchlaufen wird, ist die halbe Breite der Basis. Diese ist nach dem Früheren: $\frac{B}{2} = a \frac{\sin\frac{\varphi}{2}}{\cos\varepsilon}$, wenn wir mit φ den brechenden Winkel, mit ε den Einfallswinkel, mit a die Breite des Strahlenbündels bezeichnen (siehe § 505). Dem log dieser Grösse ist also das durchgehende Licht proportional. Weiter sahen wir an derselben Stelle, dass $D = \frac{2\sin\frac{\varphi}{2}}{\cos\varepsilon}$. Daher schliesst Pickering, dass in Spectroscopen, die gleich stark dispergiren, die gleiche Oeffnung haben, Prismen aus gleichem Material besitzen, der Verlust durch Absorption identisch ist, einerlei, ob wir viele Prismen von kleinem brechenden Winkel, oder wenige von grossem nehmen. Wadsworth[1]) bemerkt, dass nach Definition der auflösenden Kraft durch Rayleigh[2]), als proportional der Glasdicke, wir kürzer und genauer sagen können: in allen Prismen aus derselben Glassorte ist der Verlust durch Absorption derselbe, sobald die auflösende Kraft dieselbe, ganz einerlei, welches die Dispersion oder Oeffnung des Apparates.

Ueber die Grösse des Absorptionscoefficienten lässt sich wenig Genaueres sagen: wir wissen, dass er noch von der Wellenlänge abhängt, und sowohl in dieser Abhängigkeit, als auch seiner Grösse nach ganz ausserordentlich variirt von einer Glassorte zur andern. Leider sind genauere Bestimmungen nur in sehr kleiner Zahl ausgeführt worden, bei vielen muss man an der Richtigkeit zweifeln. Eine ganze Anzahl von Angaben hat Krüss[3]) gesammelt. Nach Messungen von Christie[4]) war für ein Flintglas von etwa 10 cm Dicke die im Roth, Grün und Blau durchgelassene Lichtmenge 56, 49, 5%, für ein Crownglas 40, 39, 21%. Daraus berechnet Krüss Werthe von a, die beim Flintglas von 0,945 bis 0,747 gehen, beim Crownglas von 0,915 bis 0,859. Er selbst findet für Flintglas Werthe von 0,969 im Orange bis 0,860 im Blau. Derartige Gläser würden also ungefähr bei Prismen, deren Basen 20 cm dick sind, d. h bei einem Auflösungsvermögen von 20000 bis 25000 die Hälfte des Lichtes im mittleren Spectrum durchlassen.

---

1) F. L. O. Wadsworth, Astrophys. J. 1. p. 66 (1895).

2) Siehe auch Rayleigh, Phil. Mag. (5) 9. p. 40—55 (1880).

3) H. Krüss, Ueber den Lichtverlust in sogenannten durchsichtigen Körpern. Abhdl. d. Naturw. Ver. z. Hamburg 11. p. 1—28 (1890), auch Centrztg. f. Opt. und Mech. 11. p. 50—54, 61—63, 75—78 (1890).

4) W. H. M. Christie, On the magnifying-power of the half-prism as a means of obtaining great dispersion, and on the general theory of the „half-prism spectroscope". Proc. Roy. Soc. 26. p. 8—40 (1877).

Es giebt aber auch viel durchsichtigere Gläser: so berichten **Robinson** und **Grubb**[1]), dass ein Glas bei etwa 280 cm Dicke noch 37% durchgelassen habe; das entspricht einem Werth von a = 0,996, und bei 20 cm Dicke würden noch 93% durchgehen; das Glas muss ganz aussergewöhnlich gut gewesen sein, wenn überhaupt die Beobachtung richtig ist.

Ich habe folgende kleine Tabelle für den Lichtverlust durch Absorption berechnet für 1 bis 4 und für 10 Prismen unter der Annahme, dass ihre Basis 4 cm dick sei und für Werthe von a zwischen 0,80 und 0,95.

a	1 Prisma	2 Pr.	3 Pr.	4 Pr.	10 Pr.
= 0,80	36%	59%	74%	84%	99%
0,85	28	48	62	73	96
0,90	19	35	47	57	88
0,95	10	19	26	34	64

Die Rechnung giebt nur einen oberflächlichen Ueberblick, da die Absorption ungenau (vergl. § 320) für die mittlere Prismendicke berechnet ist und da in Wahrheit die verschiedenen Wellenlängen berücksichtigt werden müssten. Sie zeigt aber immerhin, wie ausserordentlich gross die Absorption bei mehreren Prismen wird, da das letzte Glas schon aussergewöhnlich durchsichtig ist. Man sieht, dass der Lichtverlust durch Absorption durchaus nicht zu vernachlässigen ist neben dem durch Reflexion, wie vielfach angenommen wird. Man kann daraus auch erkennen, wie ausserordentlich stark beim Durchgang durch mehrere Prismen die Strahlen, welche in der Nähe der Basis durchgehen, geschwächt werden im Vergleich zu denen, welche in der Nähe der brechenden Kante durchgehen. Eine Folge davon ist, dass das austretende Strahlenbündel unsymmetrisch wird, das Fernrohr gewissermaassen excentrisch steht, und daher schlechtere Bilder entwirft. **Rayleigh**[2]) sagt, die Bilder würden verbessert werden können, wenn man die an der Kante durchgehenden Strahlen entsprechend schwächt durch Blenden, welche hier die verticale Höhle des Bündels begrenzen.

Die Absorption in den Linsen von Collimator und Fernrohr wird bei Apparaten mit mehreren Prismen kaum in Betracht kommen neben der Absorption durch die Prismen.

510. Das Licht wird weiter geschwächt durch Reflexion an den Flächen der Linsen und denen der Prismen. Betrachten wir zunächst letztere. Man nahm früher an, an jeder Prismenfläche werde wieder der gleiche Bruchtheil reflectirt, bis **Pickering** (l. c.) auf das Falsche dieser Auffassung aufmerksam machte. Bei jeder Reflexion wird ein Theil des gebrochenen Lichtes polarisirt sein, und dieser Theil verhält sich beim Durchgang durch die folgenden Flächen anders als gewöhnliches Licht. Fällt das Licht unter dem Polari-

1) Siehe **Rayleigh**, Phil. Mag. (5) **9**. p. 40—55 (1880). Die Messung bezieht sich auf weisses Licht, ist also unbestimmt.

2) Lord **Rayleigh**, Phil. Mag. (5) **8**. p. 261—274 (1879).

sationswinkel auf, so ist auch das gebrochene Licht am stärksten polarisirt, dieser Fall ist also der günstigste. Nach den bekannten Formeln von **Fresnel** kann man die Rechnung für die reflectirte Lichtmenge leicht durchführen. Nach ihnen wird, wenn senkrecht zur Einfallsebene polarisirtes Licht auffällt, der Bruchtheil $A = \frac{\sin^2(\varepsilon - \beta)}{\sin^2(\varepsilon + \beta)}$ reflectirt, von in der Einfallsebene polarisirtem Lichte der Bruchtheil $B = \frac{tg^2(\varepsilon - \beta)}{tg^2(\varepsilon + \beta)}$. Da wir nun natürliches Licht betrachten können als bestehend aus zwei Bündeln von der Intensität $\frac{1}{2}$, die in der Einfallsebene und senkrecht zu ihr polarisirt sind, so wird von ihm reflectirt $\frac{1}{2}(A + B)$, es geht durch $\frac{1}{2}[(1 - A) + (1 - B)]$. Da wir die Prismen unter dem Minimum der Ablenkung benutzen, sind die Verhältnisse an der Eintritts- und Austrittsfläche des Prismas die gleichen. Bei m Prismen ist daher die Menge des durchgelassenen Lichtes $\frac{1}{2}[(1 - A)^{2m} + (1 - B)^{2m}]$. Ist der Einfallswinkel gleich dem Polarisationswinkel, so kann der Lichtverlust nie 50% übersteigen.

Pickering berechnet den Ausdruck für 1 bis 5 und für 10 Prismen für Glas, dessen mittleren Brechungsexponent 1,5, 1.6, 1,7 ist, und für Prismen, deren brechender Winkel 45° und 60° beträgt, endlich für Prismen von 67° 22′, 64°, 60° 56′ aus der ersten, zweiten und dritten Glassorte. Für diese brechenden Winkel wird der Einfallswinkel für das Minimum gleich dem Polarisationswinkel.

Nennen wir die einfallende Lichtmenge 1, so geht davon durch:

Brechungsexp.	1 Prisma	2 Pr.	3 Pr.	4 Pr.	5 Pr.	10 Pr.	
1.5	0,916	0,841	0,774	0,724	0,661	0,461	Prismen von 45°
1,6	0,892	0,799	0,719	0,651	0,592	0,391	
1,7	0,859	0,745	0,653	0,578	0,516	0,324	
1,5	0,895	0,811	0,742	0.686	0.641	0,509	Prismen von 60°
1.6	0,853	0,748	0,672	0,618	0,578	0.491	
1,7	0,801	0,681	0,608	0,565	0,536	0,505	
1,5	0.863	0.763	0,691	0,639	0,600	0,520	Prisma von 67° 22′
1.6	0,818	0,702	0,629	0,582	0,552	0,505	„ „ 64°
1,7	0,780	0,657	0,588	0.549	0,523	0,501	„ „ 60° 56′

Die Tabellen zeigen, dass wenn wir Prismen von gleicher auflösender Kraft benutzen, d. h. von gleicher Breite der Basen, bei einer geringen Anzahl von Prismen solche mit kleinem brechenden Winkel überlegen sind in Bezug auf Lichtstärke; das wird aber in Wahrheit durch die grosse dabei erforderliche Oeffnung erreicht. Die Oeffnungen müssen sich nämlich wie 1,4 : 1 verhalten, wenn die Basen gleich breit sein sollen. Verlangen wir aber bei gegebener Oeffnung die gleiche auflösende Kraft, so müssen wir von den spitzwinkligen Prismen mehr nehmen, und dann lassen sie weniger Licht durch.

Am günstigsten scheint es, den Einfallswinkel gleich dem Polarisationswinkel zu machen, also z. B. den Prismenwinkel $= 64^0$ für Glas vom Brechungsexponent 1,6. In diesem Fall vernichtet 1 Prisma schon 18% des einfallenden Lichtes, oder 36% des maximalen Verlustes, der ja nicht mehr als 50% beträgt; 3 Prismen bedingen schon 74% des Gesammtverlustes. Man sieht daraus, dass man über 3 Prismen ihre Zahl ohne wesentlichen Verlust beliebig steigern kann, soweit die Reflexion in Betracht kommt.[1])

Auch der Lichtverlust durch Reflexion an den Linsenflächen ist nicht unerheblich. Für senkrechte Incidenz, d. h. $\varepsilon = \beta = 0^0$, geben die Fresnelschen Formeln den Lichtverlust durch Reflexion zu $\left(\frac{\mu - 1}{\mu + 1}\right)^2$; für $\mu = 1{,}55$ wird dies: $q = 0{,}0465$. Die durchgelassene Lichtmenge bei n Flächen ist daher $1 - (1 - q)^n$. Beim Spectroscop haben wir nun 4 Flächen im Collimator, mindestens 8 Flächen im Fernrohr, also gehen durch nur 43%.

511. Um ein Bild von der Gesammtwirkung der Lichtschwächung zu haben, wollen wir annehmen, wir hätten ein Spectroscop mit achromatischen Objectiven, einem Ramsden'schen Ocular, 4 Prismen von 64^0, einer Basis von 4 cm, dem Brechungsexponent 1,6 und aus dem besten der in voriger Tabelle angenommenen Glassorten. Dann lässt das Collimatorobjectiv 84% durch, wenn wir von seiner Absorption absehen; davon absorbiren die 4 Prismen 34%, lassen also 66% durch, wegen der Reflexion an den Prismen werden davon aber nur 58% durchgelassen; endlich lässt das Fernrohr nur 68% durch. Das in den Spalt tretende Licht wird daher durch das Spectroscop auf etwa 22% reducirt. Für die zweite der oben angenommenen Glassorten würde man nur 14% finden. Diese freilich nur durch sehr angenäherte Rechnung gewonnenen Resultate zeigen immerhin, wie gewaltig der Lichtverlust in Spectroscopen mit mehreren Prismen wird. Sie lassen es gar nicht als selbstverständlich erscheinen, wie es fast stets angegeben wird, dass Gitterspectra lichtschwächer sind als prismatische, sobald man eine irgend erhebliche Reinheit verlangt.

Ueber den Lichtverlust bei Benutzung eines Gitters im Spectroscop lässt sich gar nichts sagen; er ist bedingt durch die Vertheilung des Lichtes unter die verschiedenen Spectren, welche ausschliesslich von der Gestalt der Furchen abhängt. Nach der Theorie wäre, wie wir (§ 419) sahen, im günstigsten Fall in einem Spectrum $^1/_{10}$ des gesammten Lichtes vorhanden; das ist aber so wenig wahr, dass Rowland mittheilt, eins seiner Gitter enthalte in einem Spectrum 50% des einfallenden Lichtes. Dies Gitter wäre daher jedem Spectroscop von gleicher auflösender Kraft in Bezug auf Lichtstärke ganz gewaltig überlegen.

Wenn auch dieser Fall ganz exceptionell ist, so glaube ich doch, dass sich zahlreiche Gitter Rowland's finden, die in einem Spectrum 15% bis 20% des einfallenden Lichtes enthalten, und somit allen Prismenspectroscopen

1) F. L. O. Wadsworth, Astrophys. J. 1. p. 66 (1895).

von gleichem r auch noch überlegen sind.[1]) Um die gleiche auflösende Kraft, wie ein grosses Rowland'sches Gitter zu geben, müsste ja ein Prismenapparat etwa 25 Prismen von der genannten Grösse haben; dann würden aber selbst bei dem besten Glase nur etwa 2% Licht übrig bleiben.

Mir scheint danach, dass für Vervollkommnung der Spectroscope, an deren auflösender Kraft für die meisten Zwecke kaum etwas zu wünschen übrig bleibt, namentlich die Lichtstärke gesteigert werden sollte. Bei Prismenapparaten ist das kaum möglich, aber bei Gittern lässt sich durch Wahl der Diamantspitze noch sehr viel erreichen, wie das oben angeführte Beispiel von Rowland zeigt. Wenn man dagegen mit sehr kleiner auflösender Kraft arbeiten muss, entweder weil das Spectrum zu lichtschwach ist, wie bei Sternen, oder weil es zu breite unscharfe Linien besitzt, wie bei Absorptionsspectren, so ist ein Apparat mit 1 oder 2 Prismen vorzuziehen.

512. Es sind damit die wichtigsten theoretischen Grundlagen für die Leistungen des Spectralapparates gegeben. Trotzdem ist nicht ohne Weiteres anzugeben, wie wir einen Apparat am zweckmässigsten bauen sollen; die besten Autoritäten stimmen in verschiedenen Punkten nicht überein. Betrachtungen darüber verdanken wir namentlich Rayleigh, Keeler und Wadsworth, wobei sich freilich die beiden letzteren hauptsächlich mit Apparaten zu astrophysikalischen Zwecken beschäftigen. Wenn aber das Spectroscop am Fernrohr befestigt werden soll, so kommen noch zu den übrigen Bedingungen die hinzu, dass der Apparat, der in alle möglichen Lagen kommt, möglichst fest sein soll, und dass sein Gewicht nicht zu gross wird.

Rayleigh[2]) führt als Hauptsachen für die Construction an: die Grösse des Auflösungsvermögens r, welches nur von der Dicke der Prismenbasen abhängt, so dass für gegebenes r nur die Gestalt der Prismen, ihr brechender Winkel, frei bleibt; ferner die Helligkeit, die Quantität des zu den Prismen verbrauchten Materials, die leichte Verwendbarkeit für verschiedene Theile des Spectrums, Einfachheit der Construction.

Wenn das Auge ein vollkommenes Instrument wäre, so würde ein Bündel vom Durchmesser der Pupille volle Helligkeit geben und r würde der Glasdicke entsprechen. So aber muss man das Bündel weiter verengern, wenn man das volle r haben will, und dann leidet die Helligkeit, oder man muss, will man die volle Helligkeit haben, die Glasdicke drei bis vier mal so gross machen, als es der Formel $t = \frac{\lambda}{\delta\mu}$ entspricht. Rayleigh meint, man habe zu viel Gewicht auf sehr stark brechende Gläser gelegt: Flint, extra dense flint und double extra dense flint zerstreuen zwischen B und D: 0.0067, 0.0075 und 0.0091, und diesen Zahlen sind die zu gleichem r nothwendigen Dicken umgekehrt proportional.

1) Pickering spricht freilich die entgegengesetzte Ansicht aus, aber zu einer Zeit, wo Rowland's Gitter noch nicht existirten. Siehe E. C. Pickering, Proc. Amer. Acad. **11**. p. 273—278 (1875).

2) Lord Rayleigh. Phil. Mag. (5) **9**. p. 40—53 (1880).

Da wir gleiches r erhalten durch wenige grosse und viele kleine Prismen, so fragt sich, was günstiger ist. Darüber habe die Erfahrung noch nicht entschieden. Grosse Prismen haben den Nachtheil, dass sie grosse Glasmasse und grosse Fernrohre nöthig machen. Man kann Letzteres allerdings theilweise vermeiden, indem man durch ein vergrösserndes Halbprisma das aus dem Collimator austretende Strahlenbündel auf die Breite eines grossen Prismas bringt, dann vor dem Eintritt in das Fernrohr durch ein verkleinerndes Halbprisma das Bündel wieder zusammenzieht. Dadurch wird auch noch der Gewinn erzielt, dass das grosse Prisma nicht in der Höhe zu wachsen braucht gegen ein kleines, die dazu nöthige Glasmasse also wie die erste Potenz der Dimensionen wächst, nicht wie die zweite. Kleine Prismen scheinen im Ganzen besser zu sein, als grosse, auch weil sie sich wegen der kleinen Flächen genauer herstellen lassen.

Dann bespricht Rayleigh kurz die Compoundprismen nach dem Typus von Rutherfurd und ähnliche. Er verwirft sie vollkommen, meint, sie hätten Berechtigung nur, wenn es sich um Erzielung wirklicher Gradsichtigkeit handle. In der That ist die mittlere Glasdicke, die zur Erzielung eines gegebenen r nöthig ist, bei solchen Prismen grösser, als bei gewöhnlichen, man verliert also an Licht, und es ist kein Vortheil erkennbar oder von irgend einer Seite angeführt, welcher für diesen Nachtheil entschädigte. Das Einzige, was man nach meiner Meinung für sie anführen könnte, wäre, dass man mit weniger solchen Prismen die gleiche Reinheit erreicht, als mit anderen und dass daher die Construction sich fester gestalten lässt.

513. Zu wesentlich anderen Resultaten gelangt Keeler[1]) in einem sehr lesenswerthen Aufsatz, in welchem er in populärer Form die Leistungen astronomischer Spectroscope vergleicht. Er geht dabei freilich von gleicher Dispersion, nicht gleicher auflösender Kraft, aus und behandelt die Fragen nach der geometrischen Optik. Er schliesst, grosse Oeffnung, d. h. grosse Prismen seien für Helligkeit und Reinheit der Spectren in gleicher Weise wünschenswerth. Die Erfahrung zeige, dass wenigstens für Sternspectroscope die Rutherfurd'schen Prismen aus sehr schwerem Flintglas von grossem brechendem Winkel zwischen zwei entgegengesetzt gestellten Crownprismen das beste seien. Er weiss freilich gegen die Bemerkung von Rayleigh auch zu Gunsten dieser Prismen nur anzuführen, dass das wenig widerstandsfähige Flintgas dabei vor dem Einfluss der Luft geschützt sei. Die zusammengesetzten Halbprismen, z. B. von Christie, verwirft auch Keeler, da bei gleicher Dispersion die Reinheit geringer sei, als bei gewöhnlichen Prismen, und da das austretende Strahlenbündel sehr schmal und excentrisch werde. — Gewöhnlich werde das Fernrohr von gleicher Brennweite gemacht, wie das Collimatorrohr. Wenn aber der Collimator sehr lang ist, was in einzelnen Fällen wünschenswerth ist, so sei es im Allgemeinen besser, das Fernrohr

1) J. E. Keeler, Elementary principles governing the efficiency of spectroscopes for astronomical purposes. Sidereal Messenger, Nov. 1891.

kürzer zu machen, weil sonst das Ocular zu grosse Brennweite erhalten muss, wenn man alles Licht ausnutzen will. 25 bis 30 cm seien die geeignetste Länge für die Brennweite des Fernrohrobjectivs. Ferner empfiehlt er, entgegen Scheiner, Spalte mit symmetrischer Bewegung beider Spaltbacken.

514. Am eingehendsten hat wieder Wadsworth[1]) alle in Betracht kommenden Fragen discutirt, und er kommt in Uebereinstimmung mit Rayleigh zu dem Resultat, dass für die meisten Fälle kleine Prismen in grösserer Anzahl das günstigste seien. Viele kleine Prismen haben nur den einen Nachtheil etwas geringerer Lichtstärke wegen des vermehrten Verlustes durch Reflexion; sie sind aber besser wegen der geringeren erforderlichen Glasmasse, also geringeren Gewichtes, wegen der kleineren Prismenflächen, die sich genauer eben schleifen lassen, wegen der kleineren Oeffnung des ganzen Spectroscopes. Bei einer Oeffnung von 2·5 Zoll würden z. B. drei Prismen von 60^0 nöthig sein, um $r = 25000$ zu geben. Machen wir die Oeffnung ein viertel so gross, so sind 12 Prismen nöthig, deren Glasvolumen und Gewicht nur $\frac{1}{16}$, deren optische Flächen nur $\frac{1}{4}$ betragen, und bei welchen der Lichtverlust nur 14% grösser ist. Aber für jedes gegebene r ist eine bestimmte minimale Oeffnung nothwendig, die bei Gitterspectroscopen dadurch bedingt ist, dass wir die Gitter nicht beliebig fein theilen können, und bei prismatischen Spectroscopen dadurch, dass sich die Prismenkette passend aufstellen und justiren lassen muss. Practisch gestaltet sich diese Grenze so, dass für je ein Zoll der Oeffnung r 40000 betragen kann für Gitter, 40000 bis 50000 für Prismen.

Wenn aber so kleine Oeffnung und viele Prismen im Allgemeinen zweckmässiger erscheinen, — es braucht kaum noch bemerkt zu werden, dass diese Kleinheit auch grössere Festigkeit der Construction und Constanthalten der Temperatur wesentlich erleichtert —, so sind doch eine ganze Reihe von Fällen vorhanden, wo grössere Oeffnungen nothwendig sind. Ein solcher Fall ist schon genannt: wenn man sehr grosse r erhalten will. Ein zweiter Fall liegt vor, wenn es sich um Photographie der Spectra handelt: hier ist es wünschenswerth oder nöthig, dass ein grosser Theil des Spectrums gleichzeitig im Gesichtsfelde und im Focus sei, d. h. die Dispersion darf nicht zu gross sein. Da aber die Dispersion der Zahl der Prismen proportional wächst, müssen wir wenige Prismen nehmen, sind dann aber gezwungen, sie gross zu machen, um genügende Werthe von r zu erhalten. Die früher gegebene Formel $D = \frac{r}{a}$ zeigt dies ja in einfachster Weise: für einen bestimmten Werth von r muss a desto grösser sein, je kleiner man D halten will. — Noch in einem dritten Falle ist grosse Oeffnung erforderlich, wenn man nämlich mit sehr langen Spalten arbeiten muss, entweder um möglichste Lichtstärke zu erzielen wie

---

1) F. L. O. Wadsworth, General considerations respecting the design af astronomical spectroscopes. Astrophys. J. **1**. p. 52—79 (1895); ibid **3**. p. 176—191 (1896).

etwa bei bolometrischen Arbeiten, — da ja die Energie im Spectrum der Spaltlänge proportional ist, — oder wenn man sehr lange Spectrallinien braucht, wie beim Spectroheliograph.

515. Wadsworth[1]) stellt dann sehr ausführliche Untersuchungen über die Frage an, welchen brechenden Winkel man am besten einem Prisma geben soll. Die sämmtlichen, in nebenstehender Fig. 207 gezeichneten Prismen geben denselben Werth von r, da sie gleiche Basis besitzen, wenn man in jedem Falle die Oeffnung von Collimator und Fernrohr so gross macht, dass alles Licht durchgeht. Mit dem Prismenwinkel φ ändert sich also für gleiche Basis und gleiches r: das Volumen und Gewicht des Prismas, die Länge der Seitenfläche, ihre Grösse, der Einfallswinkel, wenn das Licht unter dem Minimum hindurchgehen soll, der Lichtverlust durch Reflexion, die Winkeldispersion, die nöthige Oeffnung des Apparates. Wadsworth berechnet alle diese Grössen als Function des Winkels und stellt die Beziehungen durch Curven dar, um dann seine Schlüsse daraus zu ziehen. Ich will hier nur die Tabelle für das Glas mit $\mu = 1{,}5$ wiedergeben:

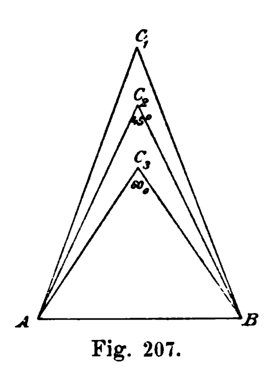


Fig. 207.

φ.	Volumen	Seitenlänge	Oeffnung	Einfallswinkel	Lichtverlust	Dispersion
30°	0,933	1,932	1,780	22° 51′	0,0793	0,5618
35°	0,793	1,663	1,484	26° 49′	0,0801	0,6738
40°	0,687	1,462	1,255	30° 52′	0,0815	0,7970
45°	0,604	1,307	1,070	35° 2′	0,0837	0,9348
50°	0,536	1,183	0,915	39° 20′	0,0883	1,093
55°	0,480	1,082	0,782	43° 45′	0,0953	1,278
60°	0,433	1,000	0,661	48° 35′	0,1047	1,512
64°	0,400	0,943	0,572	52° 39′	0,1188	1,747
68°	0,371	0,894	0,487	57° 1′	0,1412	2,054
72°	0,344	0,850	0,401	51° 61′	0,1795	2,492
75°	0,326	0,822	0,335	65° 57,5′	0,2280	2,988
77,5°	0,312	0,799	0,275	69° 52′	0,2938	3,636
80°	0,298	0,778	0,206	74° 37′	0,4093	4,846
82,5°	0,285	0,758	0,112	81° 30′	0,6686	8,922

Nach dem oben besprochenen wird man, wenn kleine Dispersion wünschenswerth ist, ein oder wenige grosse Prismen nehmen. Die Tabelle zeigt, dass man bei Glas von $\mu = 1.5$ den brechenden Winkel nicht über etwa 70° wählen darf, da sonst die Dispersion zu schnell wächst. Viel unter diesem Winkel zu bleiben hat aber auch keinen Zweck, da mit Abnahme des Winkels die Dispersion nur wenig abnimmt, ebenso der Lichtverlust, die nöthige Oeffnung aber sehr stark wächst. Für ein Glas von $\mu = 1.8$ findet sich ebenso 58° als geeignetster Winkel. Wenn kleine Dispersion nicht erforderlich ist so kann man andererseits den brechenden Winkel grösser machen, bis der Lichtverlust eine Grenze setzt; hat man sehr viel Licht übrig, so kann man

1) F. L. O. Wadsworth. A new multiple transmission prism of great resolving power. Astrophys. J. 2. p. 264—282 (1895).

den Winkel bis 80° werden lassen, wobei die Oeffnung des Apparates nur $\frac{1}{3}$ so gross, wie bei 60°, und $\frac{1}{8}$ so gross, wie bei 30°, ist.

Wir können unsere Vergleichungen auch von dem Standpunkte anstellen, dass die Oeffnung gegeben sei und ein bestimmter Werth von r erreicht werden soll. Nennen wir die Oeffnungen von zwei Prismen mit der Basis 1, deren brechende Winkel φ_1 und φ_2 heissen, a_1 und a_2, so muss die Zahl der Prismen sich verhalten, wie $a_1 : a_2$. Dann ist nicht nur r für beide Combinationen identisch, sondern auch die Dispersion, und es ist nur zu untersuchen, wie es sich mit den übrigen in Betracht kommenden Grössen verhält: nehmen wir z. B. an, wir hätten ein Prisma von $\mu = 1.5$, dem brechenden Winkel 76°; wir wollen damit Prismen von 60° vergleichen. Um das gleiche r zu geben, muss a_1 sich zu a_2 verhalten, wie 3,15 zu 1,51, d. h. wir müssen zwei Prismen von 60° nehmen. Das Volumen des einen grossen Prismas verhält sich zu dem der beiden mit kleinerem brechenden Winkel, wie 0,65 zu 0,87, die Lichtverluste verhalten sich wie 23:19. Es überwiegt offenbar der Vortheil des einen Prismas durch das kleinere Gewicht und die einfachere Construction über die etwas grössere Lichtstärke der spitzwinkligeren Prismen.

516. Wadsworth[1]) bespricht zum Schluss noch die günstigste Gestaltung des Fernrohrs, von dessen Länge die Länge des gesehenen Spectrums abhängt. Nennen wir die Brennweite des Fernrohrs f, die Oeffnung a, so können wir $Df = L$ die lineare Dispersion des Spectroscopes nennen, die auch $= r \frac{f}{a}$ geschrieben werden kann. Wenn die Objective fehlerlos wären, so würde das Verhältniss $\frac{a}{f}$ ganz gleichgültig sein; aber wegen der sphärischen Aberration darf es nicht kleiner als $\frac{1}{14}$ bis $\frac{1}{19}$ sein für einfache Linsen, und nicht kleiner als $\frac{1}{7}$ bis $\frac{1}{8}$ für zusammengesetzte. Besser wird man aber die Brennweite etwas grösser nehmen, da dann ein schwächeres Ocular ausreicht. Noch ein Punkt ist hier zu beobachten[2]): es ist bekannt, dass man ein Fadenkreuz auf eine breitere Linie besser einstellen kann, als auf eine zu feine; Michelson[3]) fand, dass die Genauigkeit wächst, bis die Breite 75 bis 100 Mal so gross ist, als die des Fadens. Soweit kann man gewöhnlich nicht gehen, da dann die Lichtstärke zu gering wird, aber man sollte suchen, das Beugungsbild wenigstens 10 Mal so breit zu machen, wie den Faden. Nun ist die Breite der feinsten Fäden 0.003 mm, und das Beugungsbild $2.44 \frac{\lambda}{a} f$, daraus folgt: $\frac{a}{f} = \frac{2.44\lambda}{0.003} = \frac{1}{25}$. Wadsworth schliest also, das Fernrohr solle eine Brennweite

1) F. L. O. Wadsworth, Astroph. J. **3**. p. 185 (1896).
2) F. L. O. Wadsworth, Astroph. J. **3**. p. 189 (1896).
3) A. A. Michelson, Measurement by light-waves, Amer. J. (3) **39**. p. 115—121 (1890).

haben, die 30 bis 40 mal so gross sei, wie seine Oeffnung, und wenn die Lichtquelle zu schwach sei, um solche Vergrösserung auszuhalten, solle man lieber die auflösende Kraft verringern.

517. Wir haben uns bisher ausschliesslich mit der Leistungsfähigkeit der Spectroscope für Augenbeobachtung beschäftigt. Aber wichtiger noch ist die Photographie der Spectren, und bei ihr liegen die Verhältnisse etwas anders. Es kommt hier nämlich noch die Grösse des Silberkorns in Betracht, und in ähnlicher Weise bei bolometrischen Messungen die Breite des Bolometerstreifs.

Die microscopische Betrachtung eines Negativs zeigt, dass in sehr dunklen Stellen Korn an Korn liegt, in schwächeren Theilen aber die Körner etwa um ihren eigenen Durchmesser von einander getrennt sind. Wir werden danach annehmen können, dass zwei Linien photographisch getrennt erscheinen werden, wenn zwischen den Körnern, die den beiden Maximis entsprechen, noch ein Korn und zwei Lücken liegen, der Abstand der Linien also vier Kornbreiten e beträgt. In Ausnahmefällen mögen auch schon 3 e genügen. Da nun der Abstand der getrennten Linien, wie schon so oft besprochen, nach der Wellentheorie $\frac{m \lambda f}{a}$ beträgt, wo $m = 1$ für rechteckige, etwa 1,2 für runde Oeffnungen ist, und dies $= 4$ e sein soll, so folgt $\frac{a}{f} = 0.3 \frac{\lambda}{e}$. Nun mag e zwischen 0.005 und 0.025 liegen für die üblichen Platten; das gäbe für $\frac{a}{f}$ wenigstens $\frac{1}{40}$, d. h. die Brennweite des Cameraobjectivs muss mindestens 40 mal so gross wie seine Oeffnung sein, wenn die Photographie alles zeigen soll, was wir mit demselben Spectroscop sehen können.

Für das Bolometer muss ebenso der Abstand zweier Linien mindestens gleich der Breite δ des Bolometerstreifens sein, wenn sie sich getrennt kenntlich machen sollen, also $\frac{a}{f} = 1.22 \frac{\lambda}{\delta}$. Setzen wir $\delta = 0.1$ mm, $\lambda = 10000$ A. E., so folgt $f = 80$ a.

Wir[1]) wollen die der visuellen Reinheit r entsprechende photographische q nennen, die Winkelöffnung des Cameraobjectives β. Für das Auge muss die Winkeltrennung zweier Linien betragen $\alpha_0 = m \frac{\lambda}{a}$, für die Photographie $\alpha_q = \frac{n e \beta}{a}$, wo n nach dem Vorigen gleich 4, eventuell 3 zu setzen ist. Für Linien von der Winkelbreite σ hatte Wadsworth als nöthige Winkeltrennung erhalten $\Sigma = \frac{1}{a}\left(s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi + \lambda}\lambda\right)$. Damit diese Linien auch photographisch getrennt werden, muss also $\left(s\psi + \frac{\lambda}{2s\psi + \lambda}\right) \gtrless n e \beta$ sein; dann ist $\Sigma = \Sigma_q$

1) F. L. O. Wadsworth, On the conditions of maximum efficiency in the use of the spectrograph. Astrophys. J. **3**. p. 321—347 (1896).

Diese Gleichungen beziehen sich auf den theoretischen Fall, dass zwar die Linien breit sind, der Spalt aber ∞ fein. Für den practisch allein realisirten Fall, wo Spalt und Linien endliche Breite haben, erhalten wir unter Beibehaltung der früheren Bezeichnungen (§ 503):

$$(1) \qquad s\psi + \frac{\lambda^2\left(\frac{r}{R}\right)^2}{2s\psi + \lambda\frac{r}{R}} \lesseqgtr ne\beta;$$

dann ist $P = Q$, wo Q die photographische Reinheit bedeutet. Wenn aber $ne\beta$ grösser, als der Ausdruck links ist,

$$(2) \qquad \text{so ist } Q = \frac{s\psi + \frac{\lambda^2\left(\frac{r}{R}\right)^2}{2s\psi + \lambda\frac{r}{R}},}{ne\beta} \quad P = \frac{\lambda}{ne\beta}\, r.$$

518. Wir wollen auch hier die Anwendung auf astrophysicalische Benutzung machen, und die Helligkeit bei der Photographie der Spectra von Himmelskörpern betrachten. 1. Nehmen wir an, der Spalt sei wenigstens so breit als der erste Ring des Beugungsbildes, so hatten wir für Sterne (§ 508):

$$(3) \qquad \text{a) continuirliche Spectra: } i = \frac{1}{3}k\varepsilon\beta^2 A^2 \frac{1}{r\lambda(\lambda_1 - \lambda_2)},$$

$$(4) \qquad \text{b) discontinuirliche Spectra } i = \frac{1}{4}k\varepsilon\beta^2 A^2 \frac{1}{\lambda(2\lambda + \frac{1}{3}r\triangle\lambda)}.$$

2. Für ausgedehnte Körper, deren Bild eine Winkelgrösse grösser als $\frac{s}{f}$ fasst:

$$(5) \qquad \text{a) continuirliche Spectra: } i = k\varepsilon\beta^2 \frac{s}{r(\lambda_1 - \lambda_2)},$$

$$(6) \qquad \text{b) discontinuirliche Spectra: } i = k\varepsilon\beta^2 \frac{1}{1 + \frac{2\lambda + r\triangle\lambda}{s}}, \text{ etwa } = k\varepsilon\beta^2.$$

Wir betrachten zuerst die discontinuirlichen Spectra. (4) und (6) zeigen, dass wir nur durch Vergrösserung von β die Helligkeit steigern können. Die photographische Reinheit ist von β unabhängig bis zu der durch (1) gegebenen Grenze; darüber hinaus aber müssen wir r im selben Verhältniss steigern, wie β, wenn Q constant bleiben soll, d. h. es muss sein $r = \frac{\beta}{\beta_0} r_0$, wo r_0 die anfängliche auflösende Kraft der Prismen und β_0 die aus (1) folgende Grenze

$$\beta_0 = \frac{s\psi + \frac{\lambda^2\left(\frac{r_0}{R_0}\right)^2}{2s\psi + \lambda\frac{r_0}{R_0}}}{ne} \quad \text{bedeutet.}$$

Bis $\beta = \beta_0$ nimmt die Helligkeit proportional zu β^2 zu; darüber langsamer, weil dann r gesteigert werden muss, und gleichzeitig ε wächst.

Aus (4) und (6) folgt:

$$\frac{i}{i_0} = \frac{\varepsilon\beta^2}{\varepsilon_0\beta_0^2} \cdot \frac{6\lambda + r_0 \triangle \lambda}{6\lambda + r \triangle \lambda} \text{ und } \frac{i}{i_0} = \frac{\varepsilon\beta^2}{\varepsilon_0\beta_0^2} \cdot \frac{s + 2\lambda + r_0 \triangle \lambda}{s + 2\lambda + r \triangle \lambda}.$$

Da in beiden Fällen gewöhnlich $r \triangle \lambda$ klein ist gegen die anderen Glieder, können wir es fortlassen, falls nicht r_0 sehr gross ist, und für beide Fälle schreiben:

$$\frac{i}{i_0} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\left(\frac{\beta}{\beta_0}\right)^2.$$

Um ein Zahlenbeispiel berechnen zu können, macht Wadsworth Annahmen für ε, die mir freilich etwas zu günstig scheinen. Er setzt

für 1 Prisma, $r = r_0 : \varepsilon = 0{,}85$
„ 2 Prismen, $r = 2r_0 : \varepsilon = 0{,}72$
„ 3 „ $r = 3r_0 : \varepsilon = 0{,}60$
„ 4 „ $r = 4r_0 : \varepsilon = 0{,}50$
„ 5 „ $r = 5r_0 : \varepsilon = 0{,}45$.

Er sagt, dies entspreche etwa dem durchgelassenen D-Licht für gewöhnliches Flintglas. Er nimmt weiter $\psi = \frac{1}{10}$, $r_0 = 25000$, und berechnet r und $\frac{i}{i_0}$ für Werthe von β zwischen $\frac{1}{50}$ und $\frac{1}{5}$ und die 3 Spaltweiten s = 0,01 mm, 0,02 mm, 0,03 mm. Ferner nimmt er $\frac{r}{R} = 1{,}1$, was $\triangle \lambda = 0{,}2$ A. E. entspricht und $n = 4$, $e = 0{,}01$, $\lambda = 0{,}0004$ mm. Dann ergiebt sich unter der genannten Bedingung constanter photographischer Reinheit Q_0 folgende Tabelle:

β	$s = 0{,}01$, $\beta_0 = \frac{1}{37{,}4}$, $Q_0 = 9350$			$s = 0{,}02$, $\beta_0 = \frac{1}{19{,}6}$, $Q_0 = 4900$			$s = 0{,}03$, $\beta_0 = \frac{1}{13{,}2}$, $Q_0 = 3300$		
	r	$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$	$\frac{i}{i_0} \times \left(\frac{\beta_0}{0{,}02}\right)^2$	r	$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$	$\frac{i}{i_0} \times \left(\frac{\beta_0}{0{,}02}\right)^2$	r	$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$	$\frac{i}{i_0} \times \left(\frac{\beta_0}{0{,}02}\right)^2$
$\frac{1}{50} = 0{,}02$	25000	1,00	1,00	25000	1,00	1,00	25000	1,00	1,00
$\frac{1}{40}$	25000	1,00	1,56	25000	1,00	1,56	25000	1,00	1,56
$\frac{1}{30}$	31250	0,96	2,67	25000	1,00	2,78	25000	1,00	2,78
$\frac{1}{20}$	46750	0,87	5,44	25000	1,00	6,25	25000	1,00	6,25
$\frac{1}{10}$	93500	0,63(?)	15,75(?)	49000	0,84	21,00	33000	0,76	24,00
$\frac{1}{5}$	187000	0,30(?)	30,00(?)	98000	0,59(?)	59,00(?)	66000	0,76	76,00

Das Verhältniss der Intensitäten für $\beta = \frac{1}{50}$ ist = 1 gesetzt; für die grössten Werthe von r sind die berechneten Helligkeiten zu gross, ebenso wenn noch engere Spalten genommen würden; in solchen Fällen darf man also β nicht kleiner als $\frac{1}{10}$ nehmen. Im Uebrigen ergiebt sich evident der Nutzen kleiner Brennweiten für das Objectiv.

Wenden wir uns zu ausgedehnten Lichtquellen mit continuirlichen

Spectren. Hier ändert sich die Intensität direct wie β^2, umgekehrt wie r, und wir haben: $\frac{i}{i_0} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{\beta^2}{\beta_0^2} \frac{r_0}{r}$. Bis $\beta = \beta_0$ bleibt die photographische Reinheit constant für einen gegebenen Werth r_0 von r, und die Intensität wächst wie β^2. Darüber hinaus aber müssen wir, um die Reinheit constant zu halten, r vergrössern im Verhältniss $\frac{\beta}{\beta_0}$, also wird dann $\frac{i}{i_0} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{\beta}{\beta_0}$. Wadsworth berechnet dafür folgende Tabelle:

β	$s = 0{,}01$ $\beta_0 = \frac{1}{37{,}4}$	$s = 0{,}02$ $\beta_0 = \frac{1}{19{,}6}$	$s = 0{,}03$ $\beta_0 = \frac{1}{13{,}2}$
	$\frac{i}{i_0} \times \left(\frac{\beta_0}{0{,}02}\right)^2$	$\frac{i}{i_0} \times \left(\frac{\beta_0}{0{,}02}\right)^2$	$\frac{i}{i_0} \times \left(\frac{\beta_0}{0{,}02}\right)^2$
$\frac{1}{50}$	1,00	1,00	1,00
$\frac{1}{40}$	1,56	1,56	1,56
$\frac{1}{30}$	2,14	2,78	2,78
$\frac{1}{20}$	2,91	6,25	6,25
$\frac{1}{10}$	3,21	10,72	18,18
$\frac{1}{5}$	4,01	15,05	28,79

Man erkennt aus dieser Tabelle, dass auch in diesem Falle der Gewinn an Helligkeit durch Vergrösserung von β bedeutend ist, wenn auch nicht so sehr, wie im vorigen Falle. Der Gewinn ist desto geringer, je enger der Spalt ist, und falls $s < 0{,}01$ mm, wird man wohl nicht über β_0 hinausgehen.

Wir betrachten endlich continuirliche Sternspectra. Wie im vorigen Fall haben wir für constante Reinheit $\frac{i}{i_0} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{\beta}{\beta_0}$. Was uns aber bei der Sternspectralphotographie interessirt, ist in Wahrheit nicht die Helligkeit des Spectrums, sondern die Expositionsdauer. In den bisher besprochenen Fällen waren diese Grössen umgekehrt proportional zu einander zu setzen, in dem jetzt zu besprechenden letzten Falle aber nicht. Wegen der unmerkbaren Breite des Spectralbildes auch bei sehr grosser Brennweite des Objectivs ist man gezwungen, den Stern sich über eine gewisse Länge des Spaltes bewegen zu lassen, bis das Spectrum breit genug zur Messung wird. Bei langer Brennweite ist die nöthige Bewegung geringer, als bei kurzer Brennweite, und wenn man die Bewegung so regulirt, dass in beiden Fällen die gleiche absolute Breite des Spectrums erzielt wird, so wird die Expositionszeit nicht wie $\frac{i_0}{i}$ variiren, sondern wie $\frac{i_0}{i} \frac{\beta}{\beta_0}$, also $\frac{T_0}{T} = \frac{i}{i_0} \frac{\beta_0}{\beta} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$. In diesem Falle wächst also die Expositionszeit, wenn man die Winkelöffnung kleiner also β_0 macht.

Wegen der Schwäche der Sternspectra pflegt man die empfindlichsten Platten zu nehmen, die man erhalten kann. Bekanntlich nimmt aber e. die

Grösse des Korns, mit der Empfindlichkeit zu. Für gegebene Werthe von Q und r muss also die Brennweite mit e proportional wachsen, und dabei wird die Helligkeit abnehmen wie e^2. Da aber die Empfindlichkeit schneller wächst, als das Quadrat der Korngrösse, so ist es vortheilhafter, die empfindlichsten Platten und längere Brennweite zu nehmen, als unempfindlichere Platten und kürzere Brennweite. Wadsworth berechnet nun auch für diesen Fall ein Zahlenbeispiel. Es werden für r_0 und R_0 dieselben Werthe genommen, wie vorher, für e aber 0,015 resp. 0,01 gesetzt.

$$\text{Für} \begin{Bmatrix} s = 0{,}01 \\ \psi = \frac{1}{10} \end{Bmatrix} \text{ oder } \begin{Bmatrix} s = 0{,}015 \\ \psi = \frac{1}{15} \end{Bmatrix} \text{ ist } s\psi = 0{,}001, \quad \beta_0 = \frac{1}{56} \text{ resp. } \frac{1}{37{,}4}$$

$$\text{Für} \begin{Bmatrix} s = 0{,}015 \\ \psi = \frac{1}{10} \end{Bmatrix} \text{ oder } \begin{Bmatrix} s = 0{,}023 \\ \psi = \frac{1}{15} \end{Bmatrix} \text{ ist } s\psi = 0{,}0015, \quad \beta_0 = \frac{1}{38{,}7} \text{ resp. } \frac{1}{25{,}8}$$

$$\text{Für} \begin{Bmatrix} s = 0{,}02 \\ \psi = \frac{1}{10} \end{Bmatrix} \text{ oder } \begin{Bmatrix} s = 0{,}03 \\ \psi = \frac{1}{15} \end{Bmatrix} \text{ ist } s\psi = 0{,}002, \quad \beta_0 = \frac{1}{29{,}4} \text{ resp. } \frac{1}{19{,}6}$$

$$\text{Für} \begin{Bmatrix} s = 0{,}03 \\ \psi = \frac{1}{10} \end{Bmatrix} \text{ oder } \begin{Bmatrix} s = 0{,}045 \\ \psi = \frac{1}{15} \end{Bmatrix} \text{ ist } s\psi = 0{,}003, \quad \beta_0 = \frac{1}{19{,}8} \text{ resp. } \frac{1}{13{,}2}$$

Bei den Sternbildern, die zur Spectralphotographie auf dem Spalt entworfen werden, ist der Durchmesser des ersten Beugungsringes in der Regel 0,01 bis 0,015 mm. Wegen der Unruhe des Bildes aber wird man den Spalt in der Regel etwas breiter nehmen, etwa 0,02 mm, und dann ist die günstigste Winkelöffnung $\beta : \frac{1}{30}$ für $\psi = \frac{1}{10}$, $\frac{1}{40}$ für $\psi = \frac{1}{15}$. Für gewöhnlich sollte also beim Sternspectrographen die Cameralänge nicht weniger als das 30 bis 40fache der Oeffnung betragen. Ist das Spectrum zu schwach, d. h. die Expositionsdauer zu gross, so verringere man die auflösende Kraft und damit die lineare Dispersion der Prismen, bis die Helligkeit genügt.

Es sei hier nur noch auf die Discussion[1]) von Campbell und Keeler über die zweckmässigste Cameralänge hingewiesen, die im Wesentlichen zu demselben Resultat führt.

519. Bei der Spectroscopie der Himmelskörper entwerfen wir stets ein Bild derselben auf dem Spalt mit Hülfe des Objectivs des astronomischen Fernrohres. Aber auch bei sonstigen Spectraluntersuchungen benutzt man oft eine Linse vor dem Spalt, welche man Condenser zu nennen pflegt. Nun haben wir aber gefunden, dass unter der Bedingung constanter Reinheit für ausgedehnte Lichtquellen, wie sie hier allein in Betracht kommen, die Helligkeit des Spectrums unabhängig von ψ, der Winkelöffnung des Condensers, und A, seiner linearen Breite ist.[2]) Wir können ihn also fortlassen, falls 1) die

1) Siehe Astronomy and Astrophysics **13.** p. 772, 857—858 (1894).

2) Vergl. hierzu auch J. E. Keeler, Elementary principles governing the efficiency of spectroscopes for astronomical purposes. Sider. Messeng. Nov. 1891.

Winkelbreite der Lichtquelle gleich der Winkelbreite des Collimators ist; 2) falls die Lichtquelle überall die gleiche Helligkeit hat; 3) falls die Form der Lichtquelle geometrisch ähnlich der Oeffnung des Spectroscops ist.[1]

Trotzdem finden sich zahlreiche Fälle, wo der Gebrauch des Condensers sehr zweckmässig ist, und einige derselben seien hier genannt.

1) Wenn man ein Geisslerrohr mit gerader Durchsicht gebraucht, befindet sich höchstens das eine Ende so nahe am Spalt, dass das von ihm ausgehende Licht das ganze Collimatorobjectiv füllt. Man rückt also viel besser das Rohr weiter fort und setzt eine Linse zwischen dasselbe und den Spalt, welche ein Bild etwa der Capillarenmitte oder auch ihres entfernten Endes auf dem Spalte entwirft[2]. Dasselbe ist der Fall bei der Spectroscopie des Bogens oder anderer sehr heisser Lichtquellen, die man nicht so nahe an den Spalt heranbringen kann. Der Condenser ist stets so zu stellen, dass der von ihm ausgehende Strahlenkegel dieselbe (practisch etwas grössere) Winkelöffnung hat, wie das Collimatorrohr.

2) Wenn verschiedene Theile der Lichtquelle verschiedenes Licht aussenden, und man derartige Unterschiede feststellen will, so wird ein Bild der Lichtquelle auf dem Spalt entworfen. Man nennt das Spectroscop dann ein analysirendes. Diese Methode ist von Lockyer eingeführt, wir wollen sie an dieser Stelle nicht weiter erörtern.

3) Da die Sonne ein um seine Axe rotirender Körper ist, so haben die Ränder entgegengesetzte Geschwindigkeit im Visionsradius, und in ihrem Licht sind nach dem Doppler'schen Princip die Linien nach Roth und Violett verschoben gegen die von der Mitte der Sonnenfläche stammenden Linien. Im gemischten Sonnenlicht sind die Linien daher unscharf; will man sie scharf haben, so muss man ein Sonnenbild auf dem Spalt entwerfen und nur die von der Mitte kommenden Strahlen in das Spectroscop lassen.

4) Da die Sonne kein gleichmässig heller Körper ist, sondern die Helligkeit von der Mitte nach dem Rande hin abnimmt, gewinnt man auch an Helligkeit durch Anwendung des Condensers. Wadsworth berechnet, dass dieser Gewinn etwa 25 Proc. beträgt.

5) Wadsworth führt weiter aus, dass, wenn es nicht auf die Helligkeit des Spectrums, sondern auf die Gesammtintensität in einer Linie ankommt, wie bei bolometrischen Untersuchungen, auch bei gleichmässig hellen Lichtquellen ein enormer Gewinn durch grosse Condenser zu erzielen ist; man erhält viel längere Spectrallinien, als es ohne Condenser möglich ist, kann diese dann durch Cylinderlinsen verkürzen und dadurch die absolute Intensität steigern.

---

1) F. L. O. Wadsworth, Astrophys. J. 1. p. 73—77 (1895).

2) H. Konen bemerkt (Ueber die Spectren des Jod, Inauguraldiss. Bonn 1897 p. 30), dass das Objectiv bei dieser Einrichtung noch nicht gleichmässig beleuchtet zu sein braucht, wenn es voll beleuchtet ist, und berechnet, wie man das Geisslerrohr bei gegebener Linse stellen müsse, um gleichmässige Beleuchtung zu erhalten.

DRITTER ABSCHNITT.

Benutzung der Interferenzfransen.

520. Die auflösende Kraft unserer Spectralapparate beruht ausschliesslich auf Interferenz der Strahlen, hervorgebracht durch den Gangunterschied, welchen sie auf den verschiedenen Wegen von dem Lichtquell zum Auge erhalten. In Bezug auf die auflösende Kraft, d. h. die Fähigkeit, Theile des Spectrums noch zu trennen, welche möglichst kleine Unterschiede der Wellenlänge aufweisen, und somit möglichst viel Details in den Spectren zeigen, sind die Gitter den Prismenapparaten sehr überlegen, abgesehen von den kürzesten Wellen. Die grössten Rowland'schen Gitter mit 110000 Furchen geben ja in der dritten Ordnung den Randstrahlen einen Gangunterschied von 330000 λ, und trennen daher Lichtstrahlen, deren Wellenlängen um $\frac{1}{330000}$ verschieden sind.

Trotz dieser bedeutenden Leistung genügen sie noch lange nicht allen unseren Ansprüchen; durch eine andere Methode der Interferenzbeobachtung finden wir, dass Linien noch doppelt oder mehrfach sein müssen, welche das Rowland'sche Gitter als einfache Linien zeigt. Wir müssen daher suchen, die Auflösung noch weiter zu treiben. Das ist in der That gelungen, zuerst namentlich dank den Arbeiten von A. A. Michelson.

521. Lässt man homogene Strahlen auf eine durchsichtige Platte fallen, so dass sie von deren Vorder- und Rückseite reflectirt werden, so entsteht zwischen den beiden Bündeln eine Gangdifferenz, deren Grösse vom Einfallswinkel, von dem Brechungsexponenten und von der Dicke der Platte abhängt. Die beiden Bündel interferiren mit einander. Ist die Platte von variabler Dicke, so tritt überall maximale Auslöschung des Lichtes ein, wo der Gangunterschied ein ungrades Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$ beträgt.

Auf dieser Erscheinung beruhen die Newton'schen Ringe, welche durch Reflexion an einer Luftplatte erzeugt werden, die zwischen zwei Gläsern liegt. Bei einer derartigen Platte hat man es bequem in der Hand, die Dicke der Platte und damit den Gangunterschied an einer Stelle continuirlich zu ändern, und dadurch ein Wandern der Interferenzfransen hervorzurufen. Wenn man z. B. die beiden Gläser langsam entfernt, so müssen die dunklen Ringe sich nach dem Centrum hin zusammenziehen, und die Grösse der Verschiebung der Fransen hängt von der Vergrösserung der Plattendicke ab.

Wenn z. B. ein dunkler Ring bei Entfernen der Gläser bis an die Stelle des vorher benachbarten dunklen Ringes gewandert ist, so müssen die Gläser um $\frac{\lambda}{2}$ von einander entfernt worden sein.

Durch erhebliche Entfernung der Gläser kann man sehr bedeutende Gangunterschiede zwischen den interferirenden Strahlen erhalten. Nachdem

Fizeau und Foucault[1]) zuerst bis zu einem Gangunterschied von einigen Tausend Wellenlängen mit Natriumlicht gelangt waren, erreichte Fizeau[2]) 52000 λ, später Mascart[3]) 105000, während wir heute von einer Million nicht mehr weit entfernt sind.

Zu spectroscopischen Untersuchungen hat zuerst Fizeau[2]) die Newton'schen Ringe verwandt: er beleuchtete gleichzeitig mit Lithium- und Natriumlicht und fand, dass immer der 74ste Ring der einen Farbe mit dem 65sten der andern coincidirte; diese Zahlen stellen also auch das Verhältniss der Wellenlängen der rothen Lithium- und der Natriumlinien dar. Zu demselben Zweck hat später Ketteler[4]) die Methode benutzt. In anderer Weise hat Müller[5]) sie spectroscopisch verwandt; er glaubte zu beobachten, dass, wenn er eine Salzperle tiefer in den Bunsenbrenner einschiebt, somit die Intensität des Lichtes vermehrt, die Ringe sich verschieben bei unverändertem Abstand der Gläser. Das würde bedeuten, dass die Wellenlänge, somit die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Natriumlichtes von der Intensität abhängt, welchen Schluss Müller wirklich zog. Dass er aber falsch war, auf unzuverlässigen Messungen beruhte, zeigten später Lippich[6]) und Ebert[7]) mit ähnlichen Methoden. Nach Lippich ändert sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nicht um $\frac{1}{40 \times 10^6}$ bis $\frac{1}{182 \times 10^6}$, nach Ebert nicht um $\frac{1}{1 \times 10^6}$, wenn die Intensität von 1 auf 250 geändert wird. Während Müller die Verschiebung der Interferenzfransen gegen ein Fadenkreuz zu beobachten suchte, hat Ebert die Methode wesentlich verbessert, indem er die Verschiebung zweier Fransen gegen einander verwendet: eine keilförmige Glasplatte wird in der Mitte durchgeschnitten, die eine Hälfte umgekehrt gelegt. Wenn nun an der Stelle, wo beide Keile gleich dick sind, eine dunkle Franse liegt, so würde bei einer Aenderung der Wellenlänge die eine Hälfte der Franse nach rechts, die andere nach links wandern.

---

1) H. Fizeau et L. Foucault, Sur les phénomènes des interférences entre deux rayons de lumière dans le cas de grandes différences de marche. C. R. **21**. p. 1155—1158 (1845); auch Ann. chim. et phys. (3) **26**. p. 138—148 (1849).

2) H. Fizeau, Recherches sur les modifications que subit la vitesse de la lumière dans le verre et plusieurs autres corps solides sous l'influence de la chaleur. C. R. **54**. p. 1237—1239 (1862), Ann. chim. et phys. (3) **66**. p. 429—482 (1862).

3) E. Mascart, Sur les modifications, qu'éprouve la lumière par suite du mouvement de la source lumineuse et du mouvement de l'observateur. Ann. éc. norm. (2) **1**. p. 157—214 (1872), (2) **3**. p. 363—420 (1874).

4) E. Ketteler, Beobachtungen über die Farbenzerstreuung der Gase. Bonn 1865 bei Henry, 8°. 90 pp.

5) J. J. Müller, Beobachtungen über die Interferenz des Lichtes bei grossen Gangunterschieden. Ber. Sächs. Ges. d. W. **23**. p. 19—24 (1871), Pogg. Ann. **150**. p. 311—317 (1873).

6) F. Lippich, Ueber die behauptete Abhängigkeit der Lichtwellenlänge von der Intensität. Wien. Ber. **72**. p. 355—365 (1875).

7) H. Ebert, Ueber die Abhängigkeit der Wellenlänge des Lichtes von seiner Intensität. Wied. Ann. **32**. p. 336—383 (1887).

522. Fizeau und Foucault sagen schon in ihrer ersten Arbeit, man könne bei der Erzeugung Newton'scher Ringe nicht bis zu beliebig hohen Gangunterschieden gelangen. Das liege an zwei Gründen: einmal an der nicht genügenden Homogenität des Lichtes, und zweitens an dem Umstande, dass in der Lichtquelle selbst nach einer Anzahl regelmässiger Schwingungen plötzliche Störungen vorkommen, so dass die Strahlen mit den früheren nicht mehr cohärent sind. Den zweiten Umstand, welcher viele Jahre lang als richtig gegolten hat und wiederholt besprochen worden ist, sich neuerdings aber als bedeutungslos herausgestellt hat, wollen wir an dieser Stelle nicht weiter besprechen. Den Einfluss der Unhomogenität des Lichtes hat zuerst Fizeau (l. c.) weiter verfolgen können: er beobachtete, dass bei Beleuchtung mit Natriumlicht bei wachsendem Gangunterschied die Newton'schen Ringe abwechselnd deutlich und undeutlich wurden. Dies erklärt sich einfach durch den Umstand, dass die D-Linie doppelt ist; jede der beiden Linien erzeugt ihr eigenes Curvensystem; bei kleinen Gangunterschieden fallen diese fast zusammen, bei wachsendem Gangunterschied aber rücken sie immer weiter auseinander, und schliesslich fallen die dunklen Ringe des einen Systems an die Stelle, wo die hellen Ringe des anderen liegen, und dann werden die Ringe undeutlich. Das tritt offenbar ein, wenn der Gangunterschied so gross geworden ist, dass das Licht kürzerer Wellenlänge eine halbe Schwingung mehr ausgeführt hat, als das andere. Geht man noch weiter, so nähern sich die Ringsysteme wieder, und fallen zusammen, wenn der eine Strahl dem andern um eine Schwingung vorausgeeilt ist, und dann sind die Ringe wieder deutlich. Da die Differenz der Wellenlängen für die beiden D-Linien etwa ein Tausendstel beträgt, so wird etwa je der tausendste Ring wieder am deutlichsten sein. Es ist daraus klar, dass wenn die beiden Linien etwa um ein Zehntausendstel oder ein Hunderttausendstel verschiedene Wellenlänge hätten, je der zehntausendste oder hunderttausendste Ring ein Maximum der Schärfe zeigen müsste.

Eine ähnliche Wirkung, wie von mehreren dicht zusammenliegenden Linien wird aber auch durch eine Linie von endlicher Breite ausgeübt: eine unendlich feine Spectrallinie müsste, abgesehen von der Lichtschwäche, Ringe von unendlich hohen Gangunterschieden zu erzeugen gestatten. Je breiter die Linie ist, desto eher werden helle und dunkle Ringe der verschiedenen in dem Lichte vorhandenen Wellen zusammenfallen und die Deutlichkeit der Ringe stören. Bei gesteigertem Gangunterschied tritt in diesem Fall aber nicht wieder Deutlichkeit auf. Auf diese Weise erklärt es sich, dass man bei jeder wirklichen Spectrallinie nur eine begrenzte Anzahl von Newton'schen Ringen beobachten kann.

Da jede Aenderung in der Beschaffenheit einer Spectrallinie auf das Aussehen oder die Lage der Interferenzfransen wirkt, so ist es ersichtlich, dass man auch umgekehrt aus letzteren bis zu einem gewissen Grade Schlüsse auf erstere wird ziehen können. Eine solche Anwendung hat zuerst

Ebert[1]) versucht, indem er mit seinem vorher beschriebenen Apparat die Verbreiterung einiger Spectrallinien durch vermehrte Dampfmenge untersuchte. Ebert hat weiter[2]) zu entscheiden gesucht, ob sich die Verbreiterung und die Breite der Linien nach dem Doppler'schen Princip durch die Geschwindigkeit der emittirenden Moleceln erklären lasse, und[3]) ob die Wasserstofflinie und einige andere Linien mehrfach seien, wie inzwischen Michelson gefunden hatte. In allen Fällen kommt er, — wie wir an anderer Stelle sehen werden, irrthümlich — zu negativen Resultaten.

523. Wirklich erhebliche Erfolge hat mit dieser Methode dagegen Michelson[4]) erreicht. Sein Apparat ist in Fig. 208 dargestellt: V stellt ein Geisslerrohr dar, welches als Lichtquelle dient. Das Licht wird durch einen Spectralapparat zerlegt, und die zu untersuchende Linie fällt auf den Spalt S des eigentlichen Apparates, den Michelson Refractometer oder Interferometer nennt. Das Licht wird durch eine Linse parallel gemacht und fällt auf eine unter 45° geneigte planparallele Glas- oder Quarzplatte G_1. Es geht zum Theil hindurch, wird an einem ebenen Spiegel M_1 reflectirt, an der Platte G_1 zum zweiten Mal, und gelangt endlich in das Beobachtungsfernrohr. An der

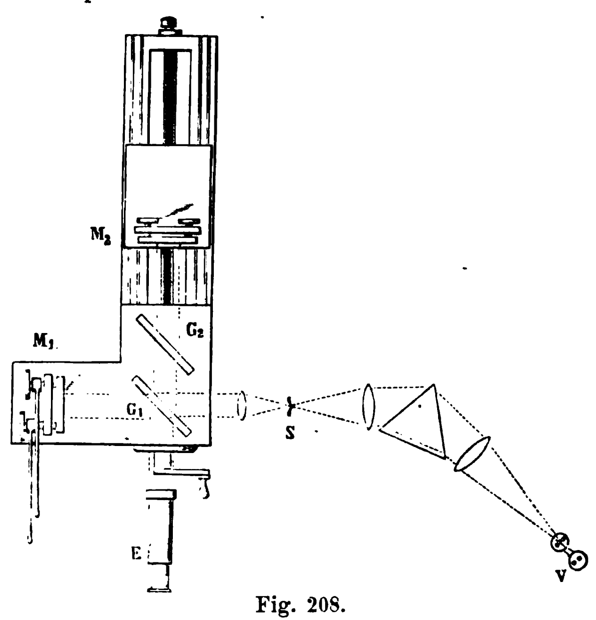


Fig. 208.

Platte G_1 wird ein anderer Theil des einfallenden Lichtes reflectirt und gelangt auf einen ebenen Spiegel M_2, der auf einem Schlitten steht, und mittelst der vorn sichtbaren Kurbel durch eine Schraube sich selbst parallel messbar verschoben werden kann. Der Spiegel M_2 wirft das Licht zurück, es geht durch die Platte G_1, und im Fernrohr beobachtet man die Interferenz der beiden an M_1 und M_2 reflectirten Strahlenbündel. In Wahrheit ist die Platte G_1 an der zuerst getroffenen Seite versilbert, so dass die Reflexion des

1) H. Ebert, Die Methode der hohen Interferenzen in ihrer Verwendbarkeit für Zwecke der quantitativen Spectralanalyse. Wied. Ann. **34**. p. 39—90 (1888).

2) H. Ebert, Zur Anwendung des Doppler'schen Principes auf leuchtende Gasmoleküle. Wied. Ann. **36**. p. 466—473 (1889).

3) H. Ebert, Einfluss der Helligkeitsvertheilung in den Spectrallinien auf die Interferenzerscheinungen. Wied. Ann. **43**. p. 790—807 (1891).

4) A. A. Michelson, On the application of interference methods to spectroscopic measurements, Phil. Mag. (5) **34**. p. 280—299 (1892), auch Rep. Brit. Ass. 1892 p. 170—185.

von M_1 zurückkehrenden Lichtes auch an dieser Seite geschieht. Diese Strahlen durchlaufen daher dreimal die Glasplatte; dafür ist in den Gang der andern Strahlen eine gleich dicke Platte G_2 eingeschaltet.

Die Silberschicht muss natürlich so dünn sein, dass sie noch genügend Licht hindurchlässt; dann aber schadet sie nichts für die Helligkeit der Erscheinungen, weil sie in demselben Maasse die Reflexion des rückkehrenden Strahles verstärkt, wie sie den hingehenden schwächt. Am besten macht man die Versilberung so stark, dass beide Lichtbündel die gleiche Intensität erhalten.

Die im Fernrohr zur Interferenz gelangenden Strahlen verhalten sich so, als ob sie von dem virtuellen Bilde von M_1 in Bezug auf G_1 und von G_2 herkämen. Dies virtuelle Bild, welches im Apparat unveränderliche Lage hat, nennt Michelson Referenzebene (plan of reference). Man kann die Vorderseite des Spiegels M_2 mit diesem Bilde zusammen fallen lassen, dann haben die beiden Strahlenbündel gar keinen Gangunterschied; oder man kann M_2 zurück- oder vorrücken, dann erhält man positive oder negative Gangunterschiede[1]).

Michelson untersucht[2]), welcher Art die entstehenden Interferenzfransen sind; es zeigt sich, dass sie alle Arten von Curven zweiten Grades sein können. Der Ort, wo die Fransen scheinbar am deutlichsten liegen, liegt von der Referenzebene ab um $P = \frac{t_0}{\operatorname{tg}\varphi} \operatorname{tg} i \cos^2 \vartheta$, wo t_0 die Dicke der äquivalenten Luftschicht in der Richtung der Fernrohraxe bedeutet, d. h. die Differenz der Wege, welche beide Strahlenbündel zurücklegen, φ die Neigung der Referenzebene gegen M_2, ϑ und i die Componenten des Incidenzwinkels parallel und senkrecht zur Durchschnittslinie der beiden Reflexionsebenen. Ist ϑ klein, so kann man den $\cos \vartheta = 1$ setzen und schreiben $P = \frac{t_0}{\operatorname{tg}\varphi} \operatorname{tg} i$, oder auch genau genug $P = \frac{t_0}{\varphi} i$. Dies zeigt, dass der Abstand des Bildes sich mit dem Incidenzwinkel ändert, so dass nur ein Theil der Fransen gleichzeitig deutlich zu sehen ist. Wenn aber $\varphi = 0$, d. h. wenn M_2 genau parallel der Referenzebene steht, so wird $P = \infty$ für jeden Incidenzwinkel, man sieht in dem auf ∞ eingestellten Fernrohr das ganze Bild gleichzeitig scharf. Es besteht aus concentrischen Ringen, deren Durchmesser gegeben durch $\cos \vartheta = \frac{D}{2 t_0}$, wo D den Gangunterschied zwischen den Strahlen bedeutet. Setzen wir $D = 2 t_0 - n\lambda$ und für $\cos \vartheta$ den angenäherten Werth $1 - \frac{\vartheta^2}{2}$, so kann man auch schreiben: $\vartheta_n = \sqrt{\frac{n\lambda}{t_0}}$.

1) Einige Details über die Construction giebt F. L. O. Wadsworth: The application of the interferometer to the measurement of small angular deflections of a suspended system. Physic. Review **4.** p. 480—497 (1897). Vorschriften für die Justirung giebt J. C. Schedd, An interferometer study of radiation in a magnetic field. Physic. Rev. **9.** p. 1—19 (1899).

2) A. A. Michelson, Interference phenomena in a new form of refractometer. Phil. Mag. (5) **13.** p. 236—242 (1882).

524. Es ist danach ersichtlich, dass das Interferometer ganz dieselben Erscheinungen zeigen muss, wie die Newton'schen Gläser, dass beispielsweise bei Beleuchtung mit Natriumlicht die Ringe abwechselnd deutlicher und undeutlicher werden müssen, wenn man den Spiegel M_2 zurückschraubt. Michelson[1]) hat sich nun nicht damit begnügt, diesen Wechsel zu constatiren, sondern er hat ihn messend verfolgt. Nennt man J_1 die maximale Helligkeit einer Franse, J_2 die Intensität des benachbarten dunklen Streifens, so nennt Michelson $\frac{J_1 - J_2}{J_1 + J_2} = V$ die Sichtbarkeit, da offenbar durch das Verhältniss des Intensitätsunterschiedes zur mittleren Intensität die Sichtbarkeit bedingt ist. Dieser Ausdruck stellt gleichzeitig mit grosser Annäherung die Deutlichkeit der Fransen, wenn sie mit dem Auge geschätzt wird, dar. Michelson weist das nach, indem er einen Fall herstellt, wo die erste Grösse sich berechnen lässt, und indem er gleichzeitig die Deutlichkeit schätzt: Zwei Quarzlinsen, deren eine concav, die andere convex ist, beide vom gleichen Krümmungsradius, und mit ihrer Linsenaxe senkrecht gegen die optische Axe geschliffen, werden zwischen Analysator und Polarisator gebracht. Ihre optischen Axen bilden einen rechten Winkel. Ist α der Winkel zwischen dem Hauptschnitt des Polarisators und der Axe des ersten Quarzes, ω der Winkel zwischen der Axe des zweiten Quarzes und des Analysators, so ist die Intensität des durchgelassenen Lichtes

$$J = \cos^2(\omega - \alpha) - \sin 2\alpha \sin 2\omega \sin^2 \pi \frac{k(t_1 - t_2)}{\lambda},$$

wo t_1 und t_2 die Dicken der beiden Quarze an der betreffenden Stelle bedeuten. Stehen Polarisator und Analysator parallel, so ist $\alpha = \omega$, $J = 1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \pi \frac{k(t_1 - t_2)}{\lambda}$, daher $J_1 = 1$, $J_2 = 1 - \sin^2 2\alpha$ und $V = \frac{J_1 - J_2}{J_2 + J_2} = \frac{1 - \cos^2 2\alpha}{1 + \cos^2 2\alpha}$. Man kann also V aus α berechnen, und andererseits die Deutlichkeit der concentrischen Ringe schätzen. Dabei ergeben sich

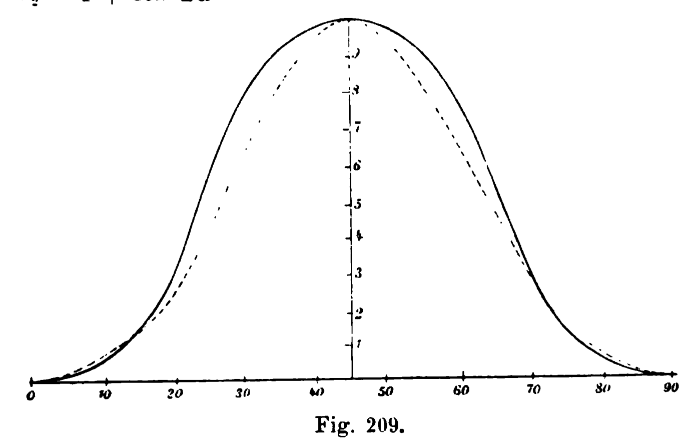


Fig. 209.

die durch Fig. 209 dargestellten Curven, wobei die gestrichelte Curve die be-

1) A. A. Michelson, Phil. Mag. (5) **34.** p. 280—299 (1892) und J. de Phys. (3) **3.** p. 5—22 (1894).

rechnete Sichtbarkeit, die ausgezogene die geschätzte Deutlichkeit darstellt. Diese Curven liefern nun eine Correctionstabelle, die **Michelson** dauernd benutzt, um aus seinen Schätzungen V zu erhalten. Die Schätzungen leiden auch noch durch andere Unsicherheiten: sie werden beeinflusst von der Schärfe der Fransen, von der gleichzeitig sichtbaren Zahl derselben, von der Intensität, der Wellenlänge u. s. w. Aber **Michelson** meint, dass der Fehler sehr selten 10 Proc. betrage, meist viel kleiner sei. Wenn man den Gangunterschied allmählich vergrössert, z. B. durch je eine Umdrehung der Schraube, und jedesmal die Sichtbarkeit V aus der corrigirten Deutlichkeit bestimmt, so kann man durch den Gangunterschied als Ordinaten, die Sichtbarkeit als Abscissen eine Curve construiren, die „**Sichtbarkeitscurve**" (curve of visibility[1]), aus welcher **Michelson** die wichtigsten Schlüsse zu ziehen verstanden hat.

525. Der erste Schritt für diese Untersuchung ist der, dass für eine grosse Anzahl von verschiedenen beliebig genommenen Formen der Intensitätsvertheilung in der Spectrallinie, gegeben durch $i = \varphi(x)$, die Sichtbarkeit berechnet wird. **Michelson** zeigt[2], dass man erhält $V = \frac{C^2 + S^2}{P^2}$, wo

$$C = \int \varphi(x) \cos k x \, dx, \quad S = \int \varphi(x) \sin k x \, dx, \quad P = \int \varphi(x) \, dx.$$

Hier ist $k = 2\pi D$, D der Gangunterschied der interferirenden Strahlen, und $\varphi(x)$ die Intensitätscurve der Lichtquelle, wobei aber die Abscissen x nicht Wellenlängen, sondern Schwingungszahlen sind. Die Grenzen der Integration sind die der Lichtquelle. **Michelson** berechnet den Werth von V für folgende Annahmen über die Intensitätsvertheilung in der Spectrallinie:

I) $\varphi(x) = \text{Const}$, es wird $V = \frac{\sin \pi n}{\pi n}$.

Dabei hat n folgende Bedeutung: Sei Δ die äusserste Differenz der Wellenlängen in der Lichtquelle, Δ_0 die kleinste Differenz zweier Wellenlängen, welche von einem Gitter mit so viel Furchen, N, als Wellenlängen im Gangunterschied vorhanden sind, aufgelöst werden. Dann setzen wir $n = \frac{\Delta}{\Delta_0}$ d. h. $n = \frac{\lambda^2 a}{\frac{\lambda}{N}} = D a$, wo a die Differenz der Schwingungszahlen der Ränder der Spectrallinie bedeutet. Es ist nämlich

$$\Delta = \lambda_1 - \lambda_2, \quad a = \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda^2},$$

wenn wir die mittlere Wellenlänge der Linie mit λ bezeichnen, die ihrer Ränder mit λ_1 und λ_2, also $a = \frac{\Delta}{\lambda^2}$, $\Delta = a\lambda^2$. Ferner ist $N\lambda = D$.

---

1) A. A. **Michelson**, Visibility of interference-fringes in the focus of a telescope. Phil. Mag. (5) **31**. p. 256—259 (1891).

2) A. A. **Michelson**, On the application of interference methods to spectroscopic measurements. Phil. Mag. (5) **31**. p. 338—346 (1891).

II) $\varphi(x) = \sqrt{r^2 - x^2} : V = \frac{J_1(\pi n)}{\pi n}$, wo J_1 die Bessel'sche Function ersten Grades.

III) $\varphi(x) = \cos \pi \frac{x}{a} : V = \frac{\cos \pi n}{1 - 4 n^2}$

IV) $\varphi(x) = \cos^2 m \pi \frac{x}{a}$ oder $= \sin^2 m \pi \frac{x}{a}$: Dies giebt für $m = 0$ oder $m = \infty$: $V_0 = \frac{\sin n \pi}{n \pi}$; für $m = 1, 3, 5 \ldots : V = V_0 \left(1 \pm \frac{n^2}{m^2 - n^2}\right)$; für $m = 2, 4, 6 \ldots V = V_0 \left(1 \mp \frac{n^2}{m^2 - n^2}\right)$

V) $\varphi(x) = \cos^p \pi \frac{x}{a}$. Michelson bemerkt, dieser Fall sei besonders wichtig, da sich viele andere darauf zurückführen lassen. In diesem Fall, wie bei allen symmetrischen Functionen, verschwindet S. V lässt sich durch Gammafunctionen ausdrücken. Die Sichtbarkeitscurve hat die Eigenschaft, in gleichen Intervallen O zu werden, nur das erste Intervall ist $\left(\frac{p}{2} + 1\right)$ mal so gross. Das erste Intervall bestimmt die Gestalt der Intensitätscurve $\varphi(x)$, die folgenden die Breite der Spectrallinie.

VI) $\varphi(x) = e^{-\frac{p x^2}{a^2}}$. Diese Gleichung entspricht der Annahme, dass die Gestalt der Intensitätscurve dadurch bedingt sei, dass die emittirenden Moleceln verschiedene Geschwindigkeiten haben, welche nach dem Maxwell'schen Gesetz vertheilt sind. Die Untersuchungen von Michelson führen fast durchweg auf diese Gestalt. Dann ist $V = e^{-\frac{\pi^2 n^2}{p}}$, was nicht periodisch ist.

VII) Doppelte Lichtquelle: ich führe hier nur das Resultat an, welches für den Fall gilt, dass beide Lichtquellen dieselbe Form der Intensitätscurve haben, nur verschiedene Grösse, welche durch die constanten Factoren h_1 und h_2 gemessen wird. Dann ist $V_{11}{}^2 = \frac{h_1^2 + h_2^2 + 2 h_1 h_2 \cos k a}{(h_1 + h_2)^2} V^2$, wo V die Sichtbarkeitscurve für eine Lichtquelle bedeutet. Setzen wir das Verhältniss der Intensitäten $\frac{h_1}{h_2} = r$, nennen ferner die Abscissen der Sichtbarkeitscurve, welche durch Drehung an der Schraube gemessen werden, X, und bezeichnen die Periode der Sichtbarkeitscurve mit D, so erhält man

$$V_{11} = e^{-\frac{\pi^2 n^2}{p}} \sqrt{\frac{1 + r^2 + 2 r \cos 2 \pi \frac{X}{D}}{1 + 2 r + r^2}}.$$

Diese Gleichungen kann man noch auf eine für die Anwendung bequemere Form bringen [1]), indem man δ, die Halbbreite der Spectrallinie einführt, d. h.

1) Vergleiche hierzu: A. A. Michelson, On the application of interference methods to spectroscopic measurements. Phil. Mag. (5) **34**. p. 280—299 (1892).

den Werth von x, für welchen $\varphi(x) = \frac{1}{2}$ ist. Dann wird: $\varphi(x) = 2^{-\frac{x^2}{\delta^2}}$ und $V = e^{-\frac{\pi X^2 \delta^2}{(\log. n. 2)^2}}$. Dabei ist zu bemerken, was Michelson wie manches andere nirgends deutlich ausspricht, dass die Breite der Spectrallinie, also auch die Halbbreite δ, durch Schwingungszahlen, nicht durch Wellenlängen, ausgedrückt ist. So ist die Breite: $a = \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda^2}$, also die Breite in Wellenlängen: $\alpha = \lambda_1 - \lambda_2 = a\lambda^2$, und ebenso ist die Halbbreite in Wellenlängen zu erhalten, indem man δ mit λ^2 multiplicirt.

Nennen wir ferner den Werth von X, für welchen $V = \frac{1}{2}$ wird, $\triangle$, so ist: $\delta = \frac{\log n\, 2}{\pi} \frac{1}{\triangle} = \frac{0.22}{\triangle}$ und $V = 2^{-\frac{X^2}{\triangle^2}}$, so dass die Gleichung der Sichtbarkeitscurve für zwei ähnliche Spectrallinien, die nach dem Maxwell-schen Gesetz gebaut sind (vergleiche VI), lautet

$$V_{11} = 2^{-\frac{X^2}{\triangle^2}} \sqrt{\frac{1 + r^2 + 2r\cos\frac{X}{D}}{1 + r^2 + 2r}}.$$

VIII) Vielfache Lichtquelle. Es sei hier auf die Originalarbeit verwiesen. Dieselbe enthält auch Figuren für alle diese Fälle.

526. Diese Betrachtungen zeigen, dass, wenn man die Vertheilung der Intensität in der Lichtquelle kennt, man die Sichtbarkeitscurve construiren kann. Aber wir wollen die umgekehrte Aufgabe lösen, aus der beobachteten Sichtbarkeitscurve die Beschaffenheit der Spectrallinie erkennen. Diese Aufgabe ist nun streng genommen unlösbar. Rayleigh[1]) bemerkt hierzu Folgendes: Nach dem Fourier'schen Theorem ist:

$$\varphi(x) = \frac{1}{\pi}\int_0^\infty du \left[\cos \mu x \int_{-\infty}^{+\infty} \cos u v\, \varphi(v)\, dv + \sin u x \int_{-\infty}^{+\infty} \sin u v\, \varphi(v)\, dv\right]$$

oder mit Michelson's Bezeichnung, wenn man $u = 2\pi D$ nimmt:

$$\varphi(x) = \frac{1}{\pi}\int_0^\infty du \left[C \cos u x + S \sin u x\right]$$

$\varphi(x)$ ist also eindeutig bestimmt, wenn C und S als Functionen von u gegeben sind. Aber die Sichtbarkeitscurve giebt nur $C^2 + S^2$, so dass man schliessen muss, dass im Allgemeinen eine unendliche Zahl verschieden gebauter Spectrallinien derselben Sichtbarkeitscurve entspricht. Nur wenn der Bau symmetrisch ist, so dass S verschwindet, hängt φ nur von C ab, und da die Sichtbarkeitscurve dann $\frac{C}{P}$ ergiebt, so ist $\varphi(x)$ eindeutig bestimmt.

Es ist also nicht in allen Fällen möglich, sichere Auskunft über $\varphi(x)$

1) Lord Rayleigh, On the interference bands of approximately homogeneous light. Phil. Mag. (5) 34. p. 407—411 (1892).

aus der Sichtbarkeitscurve zu erhalten, sondern meist wird man nur eine mögliche Gestalt der Spectrallinie ermitteln können.

Aber auch das ist wichtig genug, und Michelson hat in einer weiteren Abhandlung[1] mit gewohntem Geschick für zahlreiche Spectrallinien die entsprechende Untersuchung ausgeführt.

Für die rothe Wasserstofflinie ergiebt sich als Sichtbarkeitscurve die Fig. 210a, wo die punktirte Curve gefunden ist, die ausgezogene berechnet für eine Gestalt der Linie, welche Fig. 210b darstellt.

Als Gleichung für V findet sich aus der Fig. 210a: $V = 2^{-\frac{X^2}{19^2}} \cos \frac{0{,}7}{30}$,

wobei Michelson das Symbol $\cos \frac{r}{D}$ setzt für $\sqrt{\frac{1 + r^2 + 2 r \cos 2\pi \frac{X}{D}}{1 + r^2 + 2 r}}$.

D bedeutet hier die Periode der Curve, welche dem Abstand der Componenten umgekehrt proportional ist. Es ist nämlich $D = N \lambda_1 = (N + 1) \lambda_2$, woraus folgt

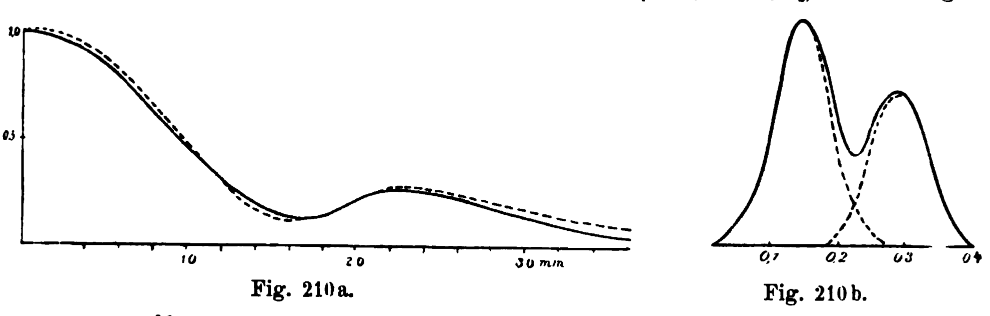


Fig. 210a. Fig. 210b.

$\lambda_1 - \lambda_2 = \frac{\lambda^2}{D}$.[2] Da die Curve für D 30 ergiebt, und $\lambda = 6{,}56 \times 10^{-4}$ mm ist, folgt $\lambda_1 - \lambda_2 = \frac{1}{30} (6{,}56 \times 10^{-4})^2 = 0{,}14$ AE als Abstand der beiden Componenten. Ferner ist $r = 0{,}7$, d. h. die Intensitäten der beiden Componenten verhalten sich wie 7 : 10. Endlich ist Δ, der Werth von X, wo $V = \frac{1}{2}$ wird, nach der Fig. 210a gleich 19, woraus sich berechnet: $\delta = 0{,}0115$ oder in Wellenlängen 0,049 AE. Somit haben wir aus der Sichtbarkeitscurve gefunden, dass die rothe Wasserstofflinie ein Paar ist, dessen Componenten um 0,14 AE entfernt sind, deren Intensitäten sich wie 7 : 10 verhalten, und deren Breite 0,09 AE beträgt.[3]

1) A. A. Michelson, Phil. Mag. (5) **34**. p. 280—299 (1892).

2) Diese Folgerung ergiebt sich so:

$$D = \frac{k}{\lambda_1 - \lambda_2};\ \lambda_1 = \frac{D}{N},\ \lambda_2 = \frac{D}{N+1},\ \text{also } k = D^2 \left(\frac{1}{N} - \frac{1}{N+1}\right) = \frac{D^2 (N+1)}{N(N+1)} - \frac{D^2 N}{N(N+1)};$$

$$\text{aber } \lambda_1 \lambda_2 = \lambda^2 = \frac{D^2}{N(N+1)},\ \text{also } k = \lambda^2 (N+1) - \lambda^2 N = \lambda^2,\ \text{folglich } D = \frac{\lambda^2}{\lambda_1 - \lambda_2},$$

$$\alpha = \lambda_1 - \lambda_2 = \frac{\lambda^2}{D}.$$

3) Michelson giebt nicht genauer an, wie er den Werth von r ermittelt. Vermuthlich entnimmt er der Curve die Werthe von Δ und D, setzt sie in die Gleichung für V ein und berechnet dann aus zwei zusammengehörenden Werthen von V und X die Grösse r. Für

Es ist hier nicht der Ort, die Resultate für alle einzelnen von Michelson untersuchten Fälle anzuführen. Es seien nur noch einige der Figuren repro-

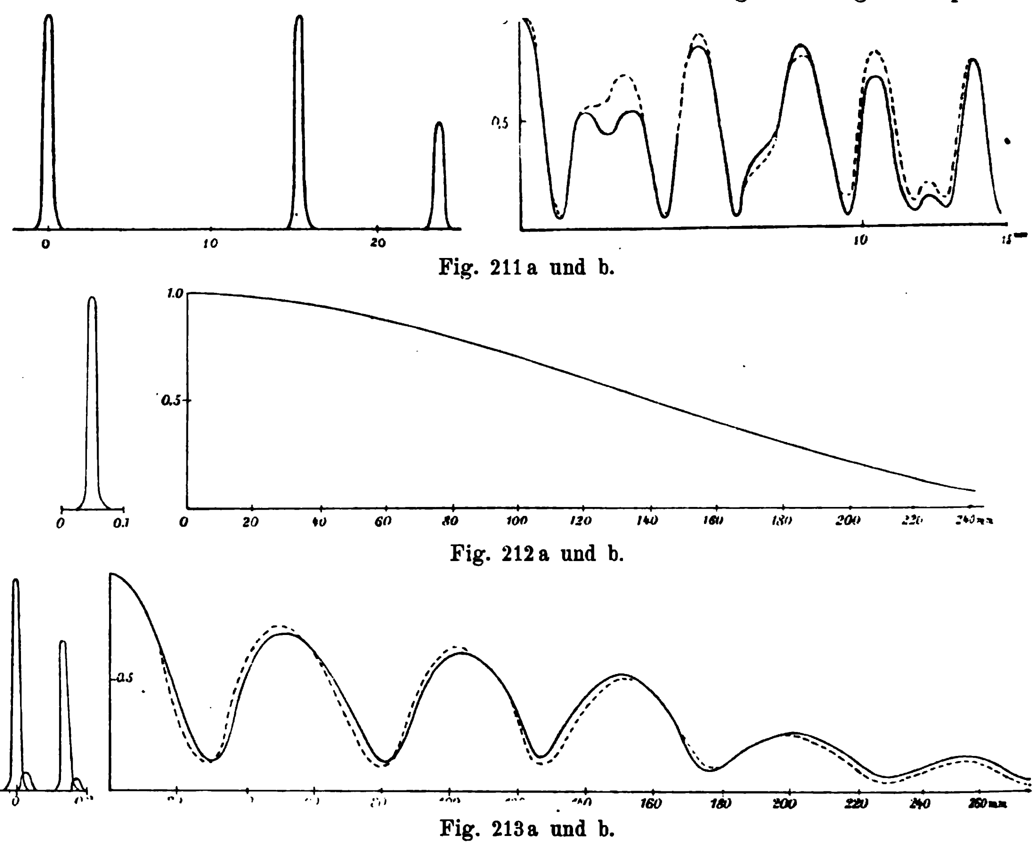


Fig. 211 a und b.

Fig. 212 a und b.

Fig. 213 a und b.

ducirt. Fig. 211 a und b bezieht sich auf die Sauerstofflinie 616, Fig. 212 a und b auf die rothe Cadmiumlinie bei 644, Fig. 213 a und b auf die Linie D_{II}, Fig. 214 endlich giebt das sehr complicirte Aussehen der grünen Quecksilberlinie.[1]) Alle Substanzen sind in Geisslerröhren bei sehr geringem Druck durch Funken zum Leuchten gebracht, weil nur dann die Linien scharf genug sind, um hohe Gangunterschiede zu gestatten.

Fig. 214.

Da wir hier nur den Apparat und die Methode von Michelson auseinander zu setzen haben, nicht aber die damit gewonnenen Resultate, so sei hier nur kurz erwähnt, dass er ausser der Structur zahlreicher Linien den Einfluss der Temperatur auf ihre Breite untersucht hat und dabei das Doppler'sche Princip vollkommen bestätigt fand, dass er ferner seine Methode zur Beob-

die Berechnung von δ ist die obige Bemerkung zu berücksichtigen, dass es zunächst durch Schwingungszahlen gemessen ist, also noch mit λ^2 zu multipliciren ist. Folglich ist die Halbbreite in Wellenlängen $= \frac{0,22\,\lambda^2}{\Delta}$.

1) Ueber die Richtigkeit dieser Resultate vergl. § 531.

achtung des Zeemann-Effectes verwandte. Sie ist hier besonders geeignet, da es sich dabei um symmetrische Erscheinungen handelt, in welchem Fall ja die Resultate eindeutig sind. Endlich hat Michelson seinen Apparat benutzt, um einen Normal-Meterstab mit der Länge der Cadmiumlinien zu vergleichen, d. h. um die absolute Wellenlänge dieser Strahlen zu ermitteln, mit einer Genauigkeit, welche sonst noch nie erreicht worden ist (siehe § 623).

527. Von Hamy [1]) ist ein Extincteur genannter Apparat angegeben worden, den man in gewissem Sinne als Hülfsapparat zu dem Michelson'schen und ähnlichen Interferenzapparaten bezeichnen kann. Eine planconvexe Linse L wird auf ihrer planen Seite S_1 schwach versilbert, ihr gegenüber steht genau parallel eine voll versilberte ebene Fläche S_2. Der Abstand der beiden Ebenen sei a. In der Brennebene der Linse, etwas seitlich von der Axe befinde sich ein leuchtender Punkt P, der monochromatisches Licht von der Wellenlänge λ aussendet. Von P ausgehende Strahlen werden durch L parallel gemacht, theils an S_1, theils an S_2 reflectirt, durch die zweite Linsenfläche wieder parallel gemacht und in einem Punkte Q vereinigt, der in der Brennebene symmetrisch zu P in Bezug auf die Axe liegt. Bringt man das Auge nach Q und variirt a um $\frac{\lambda}{2}$, so wird einmal völlige Dunkelheit eintreten. Wenn in P noch ein zweiter leuchtender Punkt mit der Wellenlänge λ_1 liegt, so wird in diesem Moment das Gesichtsfeld nur von Strahlen λ_1 erleuchtet. Damit die Helligkeit dieser Strahlen ein Maximum sei, müssen sie ohne Phasendifferenz in Q zusammenkommen, d. h. es muss sein: $4a = (2K + 1)\frac{\lambda\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda}$, wo K eine ganze Zahl ist. Um dann in Q nur Licht von P zu haben, braucht man a nur um $\frac{\lambda}{4}$ zu ändern. Die Anwendung dieses Apparates ist folgende: Wenn man durch ein Refractometer oder durch variable Deutlichkeit der Newton'schen Ringe erkannt hat, dass eine Strahlung aus zweien zusammengesetzt ist, und etwa beim Gangunterschied Δ ein Minimum der Deutlichkeit vorhanden ist, so lässt man das Licht durch einen Extincteur mit $a = \frac{\Delta}{2}$ gehen und dann in das Refractometer gelangen. Aendert man dann a bei unverändertem Refractometer, so ändert sich die Sichtbarkeit der Fransen und jedem Maximum entspricht die Auslöschung von einer oder mehreren Wellenlängen. Sind deren nur zwei vorhanden, so wird jedesmal eine beseitigt, und die Beschaffenheit der anderen kann man dann durch Verstellungen am Refractometer genauer untersuchen. — Wie man sieht, dient also das Instrument dazu, monochromatisches Licht höherer Ordnung zu erhalten, als es durch Prismen oder Gitter möglich wäre.

528. Wir haben besprochen, dass die Michelson'sche Methode eindeu-

1) M. Hamy, Sur un appareil permettant de séparer des radiations simples très voisines. C. R. 125. p. 1092—1094 (1897).

tigen Aufschluss über den feineren Bau einer Spectrallinie nur in dem Falle geben kann, dass die Intensitätsvertheilung in der Linie symmetrisch ist, weil dann in dem Ausdrucke für die Sichtbarkeitscurve das Glied S verschwindet. In allen übrigen Fällen, — und es werden das die weitaus häufigsten sein, — entsprechen einer Sichtbarkeitscurve ganz verschiedene Intensitätsvertheilungen, und man kann daher nur eine mögliche Vertheilung finden. Es ist daher sehr erfreulich, dass es Fabry und Perot gelungen ist, eine Methode zu finden, welche von diesen Bedenken ganz frei ist, und die Linie in ihrer Auflösung wirklich zeigt, wie es übrigens auch das Stufenspectroscop von Michelson thut. Ihre Methode beruht auf folgender Ueberlegung: Haben wir irgend eine genau planparallele Platte einer durchsichtigen Substanz, z. B. von Luft, und wir lassen schwach convergentes Licht von einer punktförmigen Lichtquelle hindurchgehen, so werden Strahlen theils hindurchgehen, theils an der zweiten Fläche zurückreflectirt, an der ersten abermals reflectirt werden und dann austreten. Je nach der Neigung der Strahlen gegen die Normale der Platte haben diese beiden Strahlenbündel variablen Gangunterschied und interferiren mit einander: man erhält also kreisförmige abwechselnd helle und dunkle Ringe, ganz wie bei dem Newton'schen Versuch, oder wie bei dem Michelson'schen Refractometer, welche man mit einem auf unendlich eingestellten Fernrohr beobachten kann. Der Intensitätswechsel erfolgt dabei nach einer sinusartigen Curve, wobei die Minima sämmtlich 0 sind.

Wesentlich verändert wird die Erscheinung, wenn man das Reflexionsvermögen der beiden Grenzflächen der Platte erheblich erhöht. Dann kommen nicht nur zwei Strahlenbündel zur Interferenz, von welchen das eine gerade durchgegangen ist, das andere die Platte 3mal durchlaufen hat, sondern es werden noch Bündel hinzugefügt, welche die Platte 5mal, 7mal u. s. w. durchlaufen haben, wobei desto höhere Gangunterschiede noch zur Wirkung gelangen, je stärker die Grenzflächen reflectiren. Dadurch wird nun die Intensitätsvertheilung in der Interferenzerscheinung wesentlich verändert: die Maxima werden immer grösser, fallen steiler ab, während die Zwischenräume ganz dunkel sind, man erhält also statt der verschwommenen Banden scharfe helle Linien auf dunklem Grunde. Die Wirkungsweise wird leicht klar, wenn man an das Beugungsgitter denkt: ein Spalt giebt die gewöhnlichen Banden, viele Spalte geben scharfe Linien, weil viele Strahlenbündel von wachsendem Gangunterschied zusammenkommen, und die Erscheinung muss hier wie beim Gitter desto schärfer werden, je mehr Bündel von wachsendem Gangunterschied zur Bildung der Interferenzerscheinung zusammenwirken. Das Aussehen ist daher dasselbe, wie man es mit einem Gitter mit wenigen Linien in einem Spectrum von sehr hoher Ordnungszahl erhalten würde, oder auch im Michelson'schen Stufenspectroscop.

529. Das starke Reflexionsvermögen der Grenzflächen bringen die Autoren[1])

---

1) Die Publicationen von Ch. Fabry und A. Perot sind folgende: Sur les franges des lames minces argentées et leur application à la mesure de petites épaisseurs d'air. Ann. chim.

dadurch hervor, dass sie die Luftplatte durch zwei ebene parallele Glasplatten begrenzen, deren innere Seiten schwach versilbert sind. Je stärker die Versilberung, desto höhere Gangunterschiede kommen zur Mitwirkung, desto schärfer werden die hellen Fransen; gleichzeitig aber absorbirt leider auch das Silber immer stärker, die Erscheinung wird schliesslich zu lichtschwach. Man muss daher je nach der Stärke der Lichtquelle entscheiden, wie scharf man die hellen Linien noch erhalten kann. — Der relativ einfach, aber sehr sinnreich gebaute Apparat ist durch die Figuren 215 und 216 im transversalen und longitudinalen Querschnitt dargestellt: In einem Holzklotz PP' befindet sich eine Rinne mit rechtwinkeligem Querschnitt, welche mit zwei Spiegelglasplatten G, G' ausgekleidet ist. In ihr kann ein ebenfalls mit Spiegelplatten überzogenes Holzprisma p verschoben werden. Sind die Winkel genau identisch, so ist die Bewegung eine sehr ruhige und gleichmässige. p trägt in gleich zu besprechender Weise die eine Glasplatte und gestattet daher diese beliebig zu verschieben, während die zweite Platte auf einem besonderen Träger fest stehen bleibt. Die beiden Platten müssen nun für die Versuche in variablen Abstand gebracht werden können, aber immer genau parallel bleiben. Um sie justiren zu können, ist die feste Platte um zwei zu einander senkrechte Axen drehbar, an ihr wird die Haupteinstellung vorgenommen, an der verschiebbaren Platte nur die feinste Justirung ausgeführt. Dazu trägt p einen Metallklotz C (Fig. 216), an welchem eine Stahlstange T von 5 mm Durchmesser, 10 cm Länge mit dem einem Ende befestigt ist. Am anderen Ende ist ein Metallrahmen angebracht, welcher die Glasplatte trägt. Unter der Stahlstange und seitlich von ihr sind zwei kleine Kautschukballons gelagert, welche mit Wasser gefüllt und durch Röhrchen mit verstellbaren Wasserbehältern in Verbindung sind. Sobald man einen der Behälter hebt, dehnt sich durch den gesteigerten hydrostatischen Druck der betreffende

Fig 215.

et phys. (7) **12**. p. 459—501 (1897). Sur une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle. C. R. **126**. p. 34—36 (1898). Sur un spectroscope interférentiel. C. R. **126**. p. 331—333 (1898). Étude de quelques radiations par la spectroscopie interférentielle. C. R. **126**. p. 407—410 (1898). Sur une méthode de détermination du numéro d'ordre d'une frange d'ordre élevé. C. R. **126**. p. 1561—1564 (1898). Sur la détermination de numéros d'ordre de franges d'ordre élevé. C. R. **126**. p. 1624—1626 (1898). Sur l'étude des radiations du mercure et la mesure de leurs longueurs d'onde. C. R. **126**. p. 1706—1708 (1898). Méthode pour la mesure optique de longueurs pouvant atteindre plusieures décimètres. C. R **126**. p. 1779—1782 (1898). Théorie et application d'une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle. Ann. chim. et phys. (7) **16**. p. 115—144 (1899). Méthode interférentielle pour la mesure des grandes épaisseurs et la comparaison des longueurs d'onde. Ann. chim. et phys. (7) **16**. p. 289—338 (1899). Sur une source intense de lumière monochromatique. C. R. **128** p. 1156—1158 (1899). Sur l'alimentation des tubes de M. Michelson par diverses sources électriques. C. R. **128**. p. 1221—1223 (1899). Détermination de nouveaux points de repère dans le spectre. C. R. **130**. p. 492—495 (1900). Sur la constitution des raies jaunes du sodium. C. R. **130**. p. 653—655 (1900).

Ballon aus und biegt die Stahlstange etwas auf die Seite. Bei den gewählten Dimensionen entspricht der Vermehrung der Wasserhöhe um 12 mm eine Drehung der Glasplatte um 1″. Durch die beiden Ballons kann man also den Spiegel horizontal und vertical drehen. Eine ähnliche Vorrichtung, welche ich hier übergehe, befindet sich übrigens auch an der andern Glasplatte und gestattet, diese sich selbst parallel um sehr kleine Strecken zu verschieben.

Damit die Bewegung des Prismas p eine zwangfreie und daher möglichst sich selbst parallel sei, ist dasselbe zwischen zwei andere fest miteinander verbundene Prismen p_1 und p_2 gelagert, die nur durch zwei Schrauben auf ersteres wirken. Die Schrauben greifen an zwei Glasplättchen H und H′ an, berühren sie aber nicht gleichzeitig, sondern ihr Abstand ist etwa $^1/_{20}$ mm grösser als die Länge von p. Die Verschiebung der äusseren Schlitten geschieht durch eine an p_2 befestigte Schraube V, welche durch die drehbare

Stahl Holz

Fig. 216.

Mutter K hindurchgeht. Damit nicht durch diese Schraube ein Zwang ausgeübt werde, ist sowohl sie wie die Mutter durch Cardanische Aufhängung mit den anderen Theilen verbunden. Die Mutter kann entweder mit der Hand gedreht werden, wenn man schnelle Verschiebungen ausführen will, oder durch eine Tangentialschraube; einer Umdrehung der letzteren entspricht eine Verschiebung um 4 μ. Um ungefähr den Abstand der beiden Platten zu messen, ist an p eine Theilung in halben mm angebracht, welche durch ein feststehendes Microscop abgelesen wird. — Endlich sei erwähnt, dass der ganze Apparat auf einem Brett aufgestellt ist, welches an vier Kautschukschläuchen aufgehängt ist, um vor Erschütterungen gesichert zu sein.

530. Dieser Apparat lässt sich in folgender Weise benutzen: Wenn man Licht hindurchgehen lässt, welches nicht homogen ist, sondern z. B. aus zwei Wellenlängen besteht, wie etwa die D-Linie, so müssen sich für jede Wellenlänge besondere Ringsysteme ausbilden. Ist der relative Wellenlängenunterschied gering, wie bei den D-Linien, wo $\frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda} = \frac{\triangle \lambda}{\lambda} = \frac{1}{1000}$ ist, so werden die ersten

Ringe beider λ zusammenfallen. Wenn man aber die Dicke der Luftplatte vergrössert, damit den Gangunterschied steigert und Ringe von höherer Ordnungszahl beobachtet, so beginnen die beiden Ringsysteme sich von einander zu lösen, und man sieht deutlich, dass die Linie doppelt ist. Die grösste Trennung, welche man erzielen kann, ist erreicht, wenn gerade ein Ring des einen Systems in die Mitte zweier Ringe des andern fällt; das tritt bei einer solchen Dicke der Luftschicht ein, wo die Newton'schen Ringe verschwinden würden. Bei den D-Linien wird schon vom 200sten Ringe an die Trennung sehr deutlich, da dann der Abstand der beiden Linien $\frac{200}{1000} = \frac{1}{5}$ des Intervalls zweier Ringe beträgt. Die Dicke der Luftschicht beträgt dabei 0,06 mm. Allgemein kann man sagen: wenn man zur n-ten Franse geht, kann man noch Linien trennen, deren relativer Gangunterschied $\frac{1}{5n}$ ist. Für eine Luftschicht von 5 cm, z. B. ist $n = 200000$ (für $\lambda = 5000$) und $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^{-6}$, d. h. man trennt noch zwei Linien, welche ein Tausendstel so weit von einander entfernt sind wie die D-Linien.

Perot und Fabry benutzen nun ihre schöne Methode, um eine Anzahl von Spectrallinien, die auch von Michelson untersucht waren, aufzulösen. Liegen die Ringe einer Doppellinie, wie oben besprochen, gerade zwischen einander, so dass sie so weit wie möglich getrennt sind, nennen wir die beiden Wellenlängen λ und $\lambda + \Delta\lambda$, die Dicke der Luftplatte e und p die Ordnungszahl eines Ringes, so ist die des benachbarten der andern Wellenlänge $p + \frac{1}{2}$, und wir haben: $\left(p + \frac{1}{2}\right)\lambda = p(\lambda + \Delta\lambda) = 2e$; $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{2p}$. Es lässt sich somit die relative Wellenlängendifferenz aus der Ordnungszahl ermitteln. So findet sich z. B. für die grüne Tl-Linie, dass von $e = 1{,}5$ mm an eine Verdoppelung sichtbar wird, welche vollkommen ist für 6,35 mm. Dies entspricht der Ordnungszahl 124000, also ist $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{48000} = 21 \times 10^{-6}$. Aber die Hauptcomponente ist noch doppelt: bei $e = 18$ mm fängt sie an doppelt zu erscheinen, indem an der inneren Seite sich ein schwacher Ring abspaltet. Für ihn findet sich $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 3 \times 10^{-6}$. Die beiden schwachen Componenten der Thalliumlinie liegen also nach der Seite der längeren Wellen, stehen ab um 0,112 und 0,016 A. E. und scheinen gleich stark zu sein.

In ähnlicher Weise werden noch Linien von Hg, von Cd untersucht. Es ergeben sich dabei Resultate, welche von den Michelson'schen ganz verschieden sind. Aber man wird nicht anstehen dürfen, letztere in allen solchen Fällen zu verwerfen: während man bei Fabry und Perot die Linien wirklich aufgelöst sieht, also gar kein Zweifel bestehen kann, liefert ja die Sichtbarkeitscurve nur einen möglichen Werth. In der That geben Fabry und

Perot an, dass aus der von ihnen gefundenen Gestalt der Linien genau dieselbe Sichtbarkeitscurve folge, welche Michelson beobachtet hat, und nur die versuchte Deutung der Curven durch Michelson war falsch.

531. Die Autoren verwenden ihren Apparat noch in anderer Richtung, indem sie ihn nach dem Vorgange von Michelson zur Vergleichung von Längen mit Lichtwellen oder zur Vergleichung zweier Wellenlängen mit einander benutzen. Es ist klar, dass wenn man mit zwei verschiedenen Wellenlängen beleuchtet, und die Gangunterschiede bestimmt, welche nöthig sind, damit zwei Ringe der verschiedenen Farben gerade zusammenfallen, oder gerade zwischen einander fallen, man damit auch das Verhältniss der beiden Wellenlängen ermittelt hat. Ist also eine Wellenlänge genau bekannt, — und das ist z. B. dank Michelson der Fall für die Cadmiumlinien, — und man kann die Ordnungszahl eines Ringes bestimmen, so ist die andere Wellenlänge auch bestimmt. mit um so grösserer Genauigkeit, je höher die Ordnungszahl der Interferenz ist. Es wird auf diese Weise möglich, noch die achte Zahlenstelle bei den Wellenlängen zu erhalten. Die Hauptaufgabe ist also, die Ordnungszahl einer beliebigen Franse zu ermitteln, und ich will kurz skizziren, wie die Autoren dieselbe lösen: Ein Punkt des Gesichtsfeldes entspricht einem bestimmten Incidenzwinkel i, und in diesem Punkte ist der Wegunterschied $2e\cos i$. Bilden wir $p = \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{2e\cos i}{\lambda}$, so ist p der Gangunterschied. Jeder ganzzahlige Werth von p characterisirt eine helle Franse und ist deren Ordnungszahl. Nehmen wir nun zwei Strahlen, deren Wellenlängen genau bekannt sind, z. B. einen rothen λ und einen grünen λ', so werden in einem bestimmten Punkte des Gesichtsfeldes zwei grüne Ringe gerade zwischen zwei rothen liegen, während sonst rothe und grüne abwechseln. Dies bezeichnen die Verf. als Coincidenz. Seien die Ordnungszahlen der rothen Ringe K und K + 1, die der grünen K' und K' + 1, und es sei $K' = K + m$. Dann ist für die beiden rothen Ringe $K = \frac{\Delta}{\lambda}$ und $K + 1 = \frac{\Delta_1}{\lambda}$. Für dieselben Punkte betragen die Gangunterschiede des grünen Lichtes $\frac{\Delta}{\lambda'}$ und $\frac{\Delta_1}{\lambda'}$, von welchen der eine etwas kleiner als K', der andere etwas grösser als K'+1 ist; d. h. für den K^{ten} rothen Ring ist $\frac{\Delta}{\lambda'} - \frac{\Delta}{\lambda} < m$ und für den $(K + 1)^{\text{ten}}$: $\frac{\Delta_1}{\lambda'} - \frac{\Delta_1}{\lambda} > m$. Daher giebt es einen mittleren Punkt, für welchen $\frac{\Delta_0}{\lambda'} - \frac{\Delta_0}{\lambda} = m$. Δ_0 nennen sie den Gangunterschied der Coincidenz, sein Werth ist $\Delta_0 = m\frac{\lambda\lambda'}{\lambda - \lambda'}$.

Diese Coincidenzen kehren periodisch wieder, für alle ganzzahligen Werthe von m; dem entsprechen als Gangunterschiede die Vielfachen einer Länge, welche Fabry und Perot die Periode nennen: $\Pi = \frac{\lambda\lambda'}{\lambda - \lambda'}$. Je geringer

der Unterschied der Wellenlängen ist, desto grösser ist die Periode, aber man kann dann den Punkt der Coincidenz nicht sehr genau bestimmen. Ist andererseits die Differenz der Wellenlängen gross, so wird die Periode klein, aber die Coincidenz lässt sich ohne Zweideutigkeit sehr genau ermitteln.

Wie diese Coincidenzen benutzt werden, ist leicht ersichtlich. Will man z. B. den 10000. Ring auffinden, so würde man etwa eine Coincidenz, deren genaue Periode man aus den Wellenlängen ja kennt, und welche, sagen wir, 1000 Fransen betrage, benutzen, um bei allmäliger Vergrösserung der Luftschicht die Lage der zehnten Coincidenz angenähert zu ermitteln. Dann würde man mit zwei weiter auseinander liegenden Wellenlängen kürzere Perioden erzeugen, die man aber nur in der Nähe der schon gefundenen ersten Coincidenz abzuzählen hat, da die Ordnungszahl der zweiten Coincidenzen sich aus ihrer Lage gegen die ersten leicht ergiebt. Ebenso würde man eventuell noch eine dritte kleinere Periode benutzen, bis endlich die Lage einer Coincidenz ohne Schwanken zwischen benachbarten Linien einer bestimmten zugesprochen werden kann. Damit ist dann die Ordnungszahl dieser Linie und die ihrer Nachbaren bestimmt.

VIERTER ABSCHNITT.

Die Empfindlichkeit des Auges.

532. Die bisher besprochenen Apparate sind ausschliesslich für den sichtbaren Theil des Spectrums brauchbar. Man pflegt die Grenzen des sichtbaren Spectrums mit 7600 und 4000 anzugeben, doch setzen diese Angaben sehr intensives Licht und sehr weisse Gläser voraus. Aber dieser sichtbare Theil des Spectrums ist nur ein kleiner Bruchtheil des ganzen uns zugänglichen Strahlengebietes, welches von etwa 600 000 bis 1000 A. E. reicht. Es ist auch nicht einmal der spectroscopisch wichtigste Theil; wenn wir uns nicht auf die Alcalien und die Flammenspectra beschränken, liegen die wichtigsten Theile der Spectra der Elemente im Ultraviolett. Wir haben uns daher nun mit den Hülfsmitteln zu beschäftigen, welche diese längeren und kürzeren Wellen, als die sichtbaren, zu beobachten gestatten.

Zunächst ist noch zu erwähnen, dass auch das menschliche Auge nicht streng an die oben gegebenen Grenzen gebunden ist; dieselben hängen vielmehr in hohem Grade von der Intensität des Lichtes, von der Abwesenheit der leichter sichtbaren Strahlen, auch von der individuellen Natur der Augen ab. So wird häufig von einzelnen Beobachtern berichtet, dass sie das ultrarothe Sonnenspectrum jenseits A haben sehen können: Cooper[1]) sagt, durch ein mit Cobalt gefärbtes Glas habe er im ultrarothen Spectrum 2 oder mehr dunkle Streifen sehen können. Matthiessen[2]) giebt an, mit seinem licht-

1) J. S. Cooper, On the visibility of certain rays beyond the ordinary red rays of the solar spectrum. Proc. Roy. Soc. 4. p. 146 (1839).

2) A. Matthiessen, Mémoire sur le spectre solaire optique; sur le lentiprisme perfectionné; etc. C. R. 19. p. 112 (1844).

starken Lentiprisma sei er weiter ins Roth vorgedrungen, Brewster und Gladstone[1]) finden, dass wenn man die Augen Ammoniakdämpfen aussetzt, man weiter im Ultraroth sieht. Helmholtz[2]) sieht bis zu etwa 8100; besonders geeignet für die langen Wellen scheinen aber die Augen von P. Smyth[3]) gewesen zu sein, der mehrfach Linien bei etwa 8400 gesehen hat. Die Farbe erscheint nach Helmholtz[4]) roth.

Sehr viel häufiger finden sich Angaben, dass das Ultraviolett durch blaue Gläser sichtbar sei. Herschel[5]) hat die Farbe dieser Strahlen lawendelgrau genannt; Helmholtz[6]) sagt, sie sei bei geringer Intensität indigblau, werde bei grösserer Intensität bläulich weissgrau, was wohl auf der Fluorescenz der Netzhaut beruhe, wodurch grünlich weisses Licht hinzukommt. Nach Helmholtz[7]), Soret[8]) und anderen sieht man etwa bis zum Ende des Sonnenspectrums, d. h. bis 3000, doch scheinen hier grosse Unterschiede der verschiedenen Augen vorhanden zu sein[9]), wie ich öfters beobachtet habe. Ob die Angabe Mascart's[10]), dass einzelne Menschen bis 2130 sehen können, ganz sicher ist, scheint mir zweifelhaft.

Die Frage, aus welchem Grunde wir die kürzeren und längeren Wellen nicht mehr wahrnehmen, geht die Physiologen mehr an, als den Physiker; wegen der eingehenden Besprechung und vollständigen Litteratur verweise ich daher z. B. auf das Handbuch der physiologischen Optik von Helmholtz. Hier sei nur Folgendes bemerkt: Der Grund dieser Thatsache kann entweder darin liegen, dass die Augenmedien diese Strahlen absorbiren und gar nicht zur Retina gelangen lassen, oder darin, dass die Retina nur für bestimmte Schwingungszahlen empfindliche Theile besitzt. Helmholtz nimmt das erstere an, aber mir scheint die Frage noch nicht sicher entschieden. Für die langen Wellen liegen neuere Untersuchungen von Aschkinass[11]) vor: er untersucht mit dem Bolometer das Absorptionsspectrum des Wassers und findet, dass bei einer Schicht von 0,5 mm die Absorption erst bei 15000 be-

---

1) D. Brewster and J. H. Gladstone, On the lines of the solar spectrum. Phil. Trans. **150**, I. p. 149—160 (1860).

2) H. Helmholtz, Physiologische Optik p. 230.

3) C. Piazzi Smyth, Note on Sir David Brewster's line Y, in the infrared of the solar spectrum. Edinb. Trans. **32**, II. p. 233—238 (1887).

4) H. Helmholtz, l. c. p. 227.

5) J. F. W. Herschel, On the chemical action of the rays of the solar spectrum on preparation of silver and other substances u. s. w. Phil. Trans. 1840, I. p. 1—59.

6) H. Helmholtz, l. c. p. 231 u. 234.

7) H. Helmholtz, l. c. p. 227.

8) J. L. Soret, C. R. **88**. p. 1012—1015 (1879).

9) Sekulić giebt z. B. an, man könne bis 3580 sehen, Pogg. Ann. **146**. p. 157—158 (1872).

10) E. Mascart, Sur la visibilité des rayons ultraviolets. C. R. **68**. p. 402—403 (1869); Remarques sur une communication de M. de Chardonnet, rélative à la vision des radiations ultraviolettes. C. R. **96**. p. 571 (1883).

11) E. Aschkinass, Ueber das Absorptionsspectrum des flüssigen Wassers und über die Durchlässigkeit der Augenmedien für rothe und ultrarothe Strahlen. Wied. Ann. **55**. p. 401—431 (1895).

ginne, bei einer Schicht von 10 mm aber Absorptionstreifen bei 7700, 10 000 und 12 500 auftreten. Die einzelnen Theile der Augen von Rindern und Menschen zeigen nur das Absorptionsspectrum des Wassers. Aschkinass schliesst, das Auge sollte bis etwa 14 000 sehen, und da das nicht der Fall ist, müsse die Retina unempfindlich sein. Mir scheint aber, dass die genannten Absorptionsstreifen sehr wohl das Schwächerwerden des Spectrums bei 7600 und das Aufhören bei 8100 bedingen können.

Für das Ultraviolett hat Soret[1]) ähnliche Untersuchungen angestellt: er findet, der humor aqueus und vitreus seien durchsichtig bis 3100, dann folge ein Absorptionsband, das am stärksten bei 2600, bei 2300 seien sie wieder durchsichtig. Die Cornea absorbirt hinter 2950 alles, die Krystalllinse absorbire alle kurzen Wellen erheblich. Im Ganzen ginge beim menschlichen Auge Licht bis zur Wellenlänge 3280 durch, doch könnten durch fluorescirende Medien vor dem Auge, wozu z. B. schon Glas genüge, noch kürzere Wellen gesehen werden. De Chardonnet[2]) giebt an, die Krystalllinse lasse nur die Strahlen bis etwa 3750 durch, die Cornea bis 3030, der humor vitreus bis 3070; an der Krystalllinse liege es also, wenn wir nicht weit über 4000 hinaussehen könnten. Trotzdem sei die Retina noch für kürzere Wellen empfindlich, denn am Staar Operirte konnten bis 3020 sehen.

533. Aus dem Umstande, dass unser Auge nur zwischen gewissen Grenzen der Wellenlängen fähig ist, Licht wahrzunehmen, ergiebt sich ohne Weiteres, dass seine Empfindlichkeit für verschiedene Wellenlängen sehr verschieden ist. Die Intensität einer bestimmten Farbe in einem Spectrum ist durch die in einem Spectralstreifen der betreffenden Farbe enthaltene Energie, wie sie z. B. mit dem Bolometer zu bestimmen ist, gleich zu setzen. Nach den Messungen Langley's liegt nun z. B. das Energiemaximum im prismatischen Sonnenspectrum im Ultraroth, und von dort fällt die Energie nach den kürzeren Wellen sehr steil ab, um im Beginn des Ultraviolett fast unmessbar kleine Werthe zu erreichen. Die optische Intensitätscurve aber beginnt bei etwa 8000 AE von O an zu steigen, erreicht im Gelbgrün ein Maximum, um dann im Ultraviolett auch bis auf O herabzusinken. Die Empfindlichkeit des Auges für die verschiedenen Wellenlängen wächst also in ähnlicher Weise wie die optische Intensitätscurve, aber viel stärker von Roth bis zum Maximum, langsamer vom Maximum bis zum Ultraviolett, da ja die Energie der Lichtquelle von Roth bis Violett dauernd abnimmt.

Wenn man die Empfindlichkeit des Auges für verschiedene Wellenlängen

---

1) J. L. Soret, Sur la transparence des milieux de l'oeil pour les rayons ultra-violets. C. R. **88**. p. 1012—1015 (1879). Sur la visibilité des rayons ultra-violets. C. R. **97**. p. 314—316 (1883). Recherches sur l'absorption des rayons ultra-violets par diverses substances, Arch. sc. phys. et nat. (3) **10**. p. 429—494 (1883).

2) E. de Chardonnet, Sur l'absorption des rayons ultraviolets par quelques milieux. C. R. **93**. p. 406—408 (1881); Pénétration des radiations actiniques dans l'œil de l'homme et des animeaux vertébrés, C. R. **96**. p. 441—444 (1883); Vision des radiations ultraviolettes; C. R. **96**. p. 509—511 (1883).

bestimmen will, so muss man für jede Farbe die minimale Energie messen, die noch im Stande ist, das Auge zu erregen; ihr wäre die Empfindlichkeit umgekehrt proportional. Es müsste dazu das Energiespectrum irgend einer Lichtquelle bolometrisch sorgfältig bestimmt werden und dann untersucht werden, wie weit man für die einzelnen Spectralstreifen das Licht abschwächen muss, damit es unsichtbar wird.

Derartige Untersuchungen sind noch nicht mit der wünschenswerthen Sorgfalt ausgeführt. Einen ersten Versuch aber hat Ebert[1]) geliefert, der wenigstens in erster Annäherung das Verhältniss der Empfindlichkeiten für einige Spectraltheile giebt. Sein Verfahren war folgendes: das Licht einer Gaslampe wurde zu einem Spectrum ausgebreitet, und durch einen Ocularspalt Theile ausgeschnitten, die etwa bei 675 $\mu\mu$, 590 $\mu\mu$, 530 $\mu\mu$, 500 $\mu\mu$ und 470 $\mu\mu$ lagen. Dann wurde für die verschiedenen Stellen untersucht, wie stark man das Licht abblenden könne, damit es grade noch sichtbar sei. Um die Energie in den betreffenden Streifen zu erhalten, wird eine photometrische Vergleichung des Lampenspectrums mit dem Sonnenspectrum durch O. E. Meyer[2]) herangezogen, und mit ihrer Hülfe aus den Zahlen Langley's für die Sonne die Energie im Lampenspectrum ermittelt. Nennen wir dann die Empfindlichkeit im Grün, wo sie am grössten ist, 1, so findet sich für zwei Beobachter

Wellenlänge . . .		675 $\mu\mu$	590 $\mu\mu$	530 $\mu\mu$	500 $\mu\mu$	470 $\mu\mu$
Empfindlichkeit . .	I	0,04	0,07	1	0,77	0.33
„	II	0,03	0,06	1	0.50	0,25

Dieser ausserordentlich grosse Unterschied der Empfindlichkeiten, die sich also für Roth und Grün wie 4:100 verhalten, erklärt manche später zu besprechenden Erscheinungen, die im Wesentlichen darin bestehen, dass man in sehr lichtschwachen Spectren eventuell nur die grünen Theile sieht.

Es ist schliesslich noch eine Erscheinung zu erwähnen, die unter Umständen für Spectralbeobachtungen von Bedeutung werden kann: das sogenannte Purkinje'sche Phänomen. Es besteht darin, dass, wenn wir die absolute Intensität zweier verschiedenfarbiger Strahlen im gleichen Verhältniss schwächen, z. B. auf die Hälfte bringen, ihr Intensitätsverhältniss sich zu ändern scheint, indem die Helligkeit der längeren Wellen viel mehr abzunehmen scheint, als die der kürzeren. Genaue Untersuchungen sind darüber von A. König[3]) ausgeführt worden.

Ein Einfluss dieser Erscheinungen ist kürzlich in folgendem Falle besprochen worden: Campbell[4]) und andere hatten beobachtet, dass in verschieden Theilen des Orionnebels die Intensitätsverhältnisse der Linien sehr

1) H. Ebert, Ueber den Einfluss der Schwellenwerthe der Lichtempfindung auf den Character der Spectra. Wiedem. Ann. **53**. p. 136—155 (1888).

2) O. E. Meyer, Ueber die Farbe des electrischen und Gaslichtes. Zs. f. angewandte Electricitätslehre, **1**. p. 320—327 (1879).

3) A. König, Abhängigkeit der Farben und Helligkeitsgleichungen von der absoluten Intensität. Berl. Ber. 1897 p. 871—882.

4) W. W. Campbell, Astron. & Astrophys. **13**. p. 386 (1894). Siehe auch Astrophys. J. **6**. p. 363—366 (1897).

verschieden sind, und daraus auf Verschiedenheiten in diesen Theilen geschlossen. Scheiner[1]) bestritt die Berechtigung dazu, und wollte die Thatsache durch die verschiedene Helligkeit der entsprechenden Theile des Nebels nach dem Purkinje'schen Phänomen erklären. Runge[2]) zeigte dann, dass das falsch ist; während er für die Nebellinien 4861 und 5007 das Helligkeitsverhältniss in verschiedenen Theilen des Nebels auf etwa 1:25 schätzte, ging dasselbe bei einem Versuch im Laboratorium, als die Intensität von 1 auf $\frac{1}{200}$ abgschwächt wurde, in Folge des Purkinje'schen Phänomens nur von 1 auf 2, so dass also dies Phänomen nicht zur Erklärung ausreicht.

FÜNFTER ABSCHNITT.

Photographische Methoden und Apparate.

534. Die Erregung der Lichtempfindung in unserem Auge ist nur eine der Wirkungen, welche die Lichtwellen hervorzubringen vermögen. Auch ihre anderen Wirkungen können wir zur Untersuchung der Spectren verwenden. Diese Wirkungen sind:

1) Chemische Wirkungen, speciell photographische. Während man früher mit ihrer Hülfe nur die kürzeren Wellen fixiren konnte, hat man in neuerer Zeit gelernt, die Spectren vom äussersten Ultraviolett an bis ins Ultraroth hinein zu photographiren.

2) Die Wärmewirkungen: Durch sie wurden die langen Wellen zuerst entdeckt, für diese allein sind sie auch heute noch im Wesentlichen brauchbar. Aber während man sich anfangs mit Thermometern zum Nachweis der Wirkung behalf, später mit Thermosäulen, hat man durch die Einführung des Bolometers seitens Langley die Empfindlichkeit mehr als vertausendfachen können. Daneben sind noch eine Reihe anderer Instrumente zu nennen: das Radiometer, das Radiomicrometer, das Tasimeter, das Photophon.

3) Die Wirkungen des Lichtes auf phosphorescirende und fluorescirende Körper, darin bestehend, dass Lichtemission seitens dieser Körper hervorgerufen oder vernichtet wird. Diese Wirkung ist namentlich zur Untersuchung der kurzen Wellen schon von Stockes verwendet worden, doch ist sie auch für die ultrarothen bis zu einem gewissen Grade brauchbar.

Wir wollen nun diese Wirkungen und die auf ihnen beruhenden Instrumente besprechen, und zwar wenden wir uns zuerst zur wichtigsten derselben, der Photographie.

535. Es kann natürlich nicht meine Aufgabe sein, hier ausführlicher über die Geschichte der Photographie und die photographische Technik zu sprechen; das bleibe den ja genügend vorhandenen photographischen Hand-

---

1) J. Scheiner, Vierteljahrschrift d. Astron. Ges. 1897 p. 51. Siehe auch Astrophys. J. 7. p. 231—238 (1898).

2) C. Runge, Astrophys. J. 8. p. 32—36 (1898).

büchern überlassen. Nur einige Punkte, welche speciell für die Spectralphotographie von Bedeutung sind, seien erwähnt. — Die ersten Versuche mit Hülfe des Lichtes Bilder herzustellen, stammen aus dem ersten Drittel des Jahrhunderts, und fast ausschliesslich von englischen Forschern: Wedgwood, Hunt, Fox Talbot, Herschel wären in erster Linie zu nennen. Es handelte sich bei ihnen um Herstellung von Copien auf Papieren, welche mit lichtempfindlichen Substanzen überzogen waren. Namentlich wichtig sind die Arbeiten von Herschel[1]), welcher zuerst eingehend die Wirkung der verschiedenen Wellenlängen untersuchte, d. h. das Sonnenspectrum photographirte, während man sich bis dahin meist damit begnügt hatte, die Wirkung durch farbige Gläser zu beobachten. Dabei fand Herschel vielfach auch eine Wirkung im Ultraroth, und er spricht wiederholt aus, die Wirkung der langen Wellen sei der der kurzen entgegengesetzt; während unter dem Einfluss kurzer Wellen Reduction eintrete, bedingten die langen Wellen eine Oxydation. — Es gelang Herschel nicht, die Fraunhofer'schen Linien zu fixiren; offenbar waren seine Spectra zu unrein. Auch Draper hatte sich schon 1834 vergebens um eine solche Photographie auf Papier bemüht. Wie das Sonnenspectrum zu damaliger Zeit oft ausgesehen haben mag, erkennt man aus der in Fig. 14 gegebenen Photographie desselben durch Hunt.

Einen ungeheuren Fortschritt bezeichnet das Jahr 1839, in welchem die Entdeckung Daguerre's von der Entwickelbarkeit des latenten Bildes mittelst Quecksilbers bekannt wurde. Jetzt gelang es auch sehr bald, das Sonnenspectrum mit seinen dunklen Linien zu fixiren, und zwar stellte E. Becquerel[2]) im Juni 1842 die erste berühmte Photographie her; sie zeigte auch Wirkung im Ultraroth und reichte von einer dort liegenden Linie X bis zu einer mit Z bezeichneten Grenze im Ultraviolett. Die Wirkung auf die Daguerreplatte beginnt nach Becquerel zuerst zwischen F und H, breitet sich immer mehr nach Ultraviolett aus; bei sehr langer Exposition kommen durch Mitwirkung diffusen Lichtes auch die grünen, gelben, rothen Theile des Spectrums heraus. In demselben Jahre gelang auch Draper[3]) die Photographie des Sonnenspectrums mittelst eines Prismas; sie reichte noch weiter ins Ultraroth, als die Becquerel's. Im folgenden Jahre[4]) gelang ihm sogar eine Photographie

1) Die Hauptarbeit von J. F. W. Herschel ist: On the chemical action of the rays of the solar spectrum on preparations of silver and other substances, both metallic and non metallic, and on some photographic processes. Phil. Trans. 1840, I. p. 1—59.

2) E. Becquerel, Mémoire sur la constitution du spectre solaire. C. R. **14**. p. 901—903 (1842); Bibl. univ. de Genéve **40**. p. 341—367 (1842); hier befindet sich die Zeichnung des Sonnenspectrums. die in Fig. 15 wiedergegeben ist.

3) J. W. Draper, On a new system of inactive tithonographic spaces in the solar spectrum analogous to the fixed lines of Fraunhofer. Phil. Mag. (3) **22**. p. 360—364 (1843).

4) J. W. Draper, Early contributions to spectrum photography and photo-chemistry: Nat. **10**. p. 243—244 (1874). Später hat Draper nochmals das Gitterspectrum photographirt, siehe: On the interference spectrum, and the absorption of the tithonic rays, Phil. Mag. (3) **26**. p. 465—478 (1845) u. On the diffraction spectrum. Remarks on M. Eisenlohr's recent experiments. Phil. Mag. (4) **13**. p. 153—156 (1857).

des viel lichtschwächeren Beugungsspectrums mit einer Exposition von ein halb bis einer Stunde; es reichte von der Mitte zwischen D und E bis weit ins Ultraviolett. Draper spricht bei dieser Gelegenheit wiederholt aufs entschiedenste den Satz aus, dass alle Strahlen, welche auf die photographische Platte wirken sollen, von dieser absorbirt werden müssen: „The acting ray is the absorbed ray". [1])

Die besondere Wirkung der ultrarothen Strahlen, welche der der kurzwelligen entgegengesetzt ist, bestätigen auch Foucault und Fizeau[2]): sie setzen eine Daguerreplatte schwachem Licht aus, sodass sich bei Entwickelung überall Quecksilber niederschlagen würde. Dann wird das Spectrum darauf entworfen. Bei Entwickelung erscheint dann das Spectrum im Ultravioletten von O an ganz richtig, im Roth und Ultraroth aber entwickeln sich nur die Stellen, welche Fraunhofer'schen Linien entsprechen, auf welche also kein rothes Licht gefallen war; rothes und ultrarothes Licht heben somit die Wirkung einer vorherigen Belichtung mit kurzen Wellen auf. Dasselbe hatte schon, wie bemerkt, Bequerel gefunden, nur belichtete er nicht vorher, sondern gleichzeitig mit diffusem Licht. Foucault und Fizeau fanden so im Ultraroth vier Fraunhofer'sche Linien.

Nur nebenbei sei erwähnt, dass 1848 Becquerel[3]) fand, dass auf vorher schwach belichtetem Chlorsilber sich farbige Photographieen herstellen lassen, deren Farben ungefähr den originalen entsprechen, dass man also das Spectrum mit seinen Farben reproduciren könne. Eine solche Färbung war übrigens schon längst beobachtet, z. B. von Seebeck[4]), Hunt[5]), Herschel[6]) und anderen. Diese Farben liessen sich aber nicht fixiren.

Eine practisch für die Spectralphotographie ausserordentlich wichtige Entdeckung machte 1852 Stokes[7]), als er mit Hülfe der von ihm aufgeklärten Fluorescenzerscheinungen fand, dass es Strahlen giebt, welche durch Glas nicht hindurchgehen, wohl aber durch Quarz. Indem er Prismen und Linsen aus Quarz nahm, konnte Stokes zeigen, dass das Sonnenspectrum etwa bei 3000 endige, die Spectra der Funken aber noch viel kürzere Wellen enthalten. Schon Matteucci[8]) hatte übrigens gefunden, dass die Phosphorescenz erregende Wirkung der Sonnenstrahlen bei Durchgang durch Glas erheblich geschwächt

1) J. W. Draper, On the chemical action of light. Phil. Mag. (4) **1.** p. 368—393 (1851).

2) L. Foucault et H. L. Fizeau, Observations concernant l'action des rayons rouges sur les plaques dagueriennes. C. R. **23.** p. 679—682 (1846).

3) E. Becquerel, De l'image photographique colorée du spectre solaire. Ann. chim. et phys. (3) **22.** p. 451—459 (1848).

4) A. Seebeck, Göthes Farbenlehre Bd. II. p. 718 (1810).

5) R. Hunt, Experiments and observations on light which has permeated coloured media, and on the chemical action of the solar spectrum. Phil. Mag. (3) **16.** p. 267—275 (1840).

6) J. F. W. Herschel, Phil. Trans. 1840 I. p. 1—59.

7) G. G. Stokes, On the change of refrangibility of light. Phil. Trans. 1852, II. p. 463—562.

8) Ch. Matteucci, Sur la phosphorescence excitée par la lumière solaire, par l'étincelle électrique et par les flammes du phosphore, du potassium et du sodium. Bibl. Univ. de Genève **40.** p. 159—172 (1842).

werde, durch Quarz nicht; Becquerel[1]) dagegen gab an, dass für die Photographie des Sonnenspectrums kein wesentlicher Unterschied vorhanden sei, wenn man das Licht durch Flintglas oder Quarz gehen lasse. Das war richtig, weil das Sonnenspectrum etwa dort endet, wo das Glas ganz undurchlässig wird.

Trotzdem man nun seit Stockes die Mittel gehabt hätte, die Spectra weit ins Ultraviolett hinein zu verfolgen, wurde davon in den folgenden zehn Jahren kein Gebrauch gemacht: die Spectra boten eben bis zur Entdeckung von Kirchhoff und Bunsen nicht genügendes Interesse dar. Crookes[2]) scheint der einzige gewesen zu sein, der sich einen Quarzapparat bauen liess, aber es sind nur einige Beobachtungen über das Sonnenspectrum mit demselben gemacht oder bekannt worden.

Inzwischen waren die photographischen Verfahren sehr wesentlich verändert und verbessert worden: nachdem 1847 Niepce de St. Victor zuerst Glasplatten mit Jodsilber in Stärke oder Eiweis benutzt hatte, führte Legray 1850 Collodium als Bildträger ein, und Archer bildete das für lange Zeit gültige nasse Collodiumverfahren im folgenden Jahre ganz aus. Das häufig sehr unbequeme nasse Verfahren, welches verlangte, dass die Platte unmittelbar vor der Benutzung hergestellt und dass sie während der Aufnahme nicht trocken werde, suchte man aber allmälig durch Einführung trockener Platten zu verdrängen. Wirklichen Erfolg hat aber nur die heute übliche Platte, welche Bromsilber in Gelatine suspendirt enthält, gehabt; sie hat ausser der grösseren Bequemlichkeit den Vortheil viel grösserer Empfindlichkeit gegenüber der nassen Platte. Als Erfinder derselben wird gewöhnlich Maddox genannt, welcher sie 1871 herstellte; doch wurde das Verfahren erst später für die Praxis wirklich ausgebildet, so dass erst seit etwa 1880 die Benutzung der Trockenplatten begann.

536. Nach der Entdeckung der Spectralanalyse begann nun die Untersuchung der ultravioletten Spectra der Elemente auf photographischem Wege, wie es schon Faraday[3]) empfohlen hatte. Stokes[4]) hatte für die Untersuchung der Fluorescenzerscheinungen einen Quarzapparat gebaut; mit ihm begann er zunächst unter Verwendung fluorescirender Schirme solche Beobachtungen, wobei er unter anderem fand, dass Aluminium die kurzwelligsten Linien gebe, für welche der Quarz schon schlecht durchlässig sei. Er wollte die Versuche photographisch fortsetzen, unterliess dies aber, weil inzwischen Miller das schon ausgeführt hatte. Miller[5]) untersuchte die Emission und Absorption

1) E. Becquerel, Des effets produits sur les corps par les rayons solaires. Ann. chim. et Phys. (3) **9**. p. 257—322 (1843).

2) W. Crookes, Photographic researches on the spectrum. Photogr. Soc. Journ. **2**. p. 292—295 (1856)*. Pogg. Ann. **97**. p. 616—622 (1856).

3) Nach W. de la Rue, Chem. News **4**. p. 130 (1871).

4) G. G. Stokes, On the long spectrum of the electric light. Phil. Trans. **152**, II. p. 599—619 (1862).

5) W. A. Miller, On the photographic transparency of various bodies, and on the photographic effects of metallic and other spectra obtained by means of the electric spark. Phil. Trans. **152**, II. p. 861—887 (1862).

zahlreicher Substanzen, bemerkte dabei die vorzügliche Durchsichtigkeit des Flusspathes für das Ultraviolett. Seine Messungen sind nach einer willkürlichen Scala gemacht.

Der erste, welcher hier Bestimmungen in Wellenlängen auszuführen unternahm, war Mascart[1]), der in den Jahren 1863 und 1864 das ultraviolette Sonnenspectrum bis 3177 fest legte, wobei er Apparate aus Quarz und Doppelspath verwandte. Später[2]) machte er auf die Ueberlegenheit des Flussspathes für die kürzesten Wellen aufmerksam. Eine wesentlich vollkommnere photographische Untersuchung des Sonnenspectrums lieferte in den Jahren 1874 bis 1880 Cornu[3]), der dabei auch sehr wesentliche Verbesserungen der instrumentellen Einrichtungen einführte, die bis heute für Prismen und Linsen vorbildlich geblieben sind. Sein Atlas des ultravioletten Sonnenspectrums ist dann freilich unendlich übertroffen worden durch die grossartigen Photographieen, welche Rowland mit Hülfe seines Concavgitters zu liefern im Stande war. Andere Versuche, das Sonnenspectrum zu photographiren, von Rutherfurd und Draper[4]) seien hier nur erwähnt.

In der Mitte der siebziger Jahre haben wir auch die ersten erfolgreichen Versuche zu verzeichnen, Spectra von Sternen zu photographiren. Huggins hatte das schon 1863[5]) vergebens versucht, 1872[6]) gelang es Draper, 1875 Huggins[7]), und es ist bekannt, welche ungeheuren Erfolge die Einführung der Photographie in die astrophysicalische Forschung inzwischen auf den verschiedensten Gebieten gezeitigt hat.

537. Die Ermittelung der Linienspectra der Elemente im Ultraviolett war inzwischen arg vernachlässigt worden, es lagen Mitte der siebziger Jahre nur die in dieser Beziehung ganz werthlosen Tafeln von Miller und einige wenige Bestimmungen von Mascart vor, denen sich dann ebenso werthlose Photographieen von Rand Capron[8]) an die Seite stellten. Cornu[9]) bestimmte zur Identificirung der Sonnenlinien eine Anzahl von Spectrallinien, seine Auf-

---

1) E. Mascart, Sur les raies du spectre solaire ultraviolet. C. R. **57**. p. 789—791 (1863). Recherches sur le spectre solaire ultra-violet, et sur la détermination des longueurs d'onde. Ann. éc. norm. **1**. p. 219—262 (1864). Détermination des longueurs d'onde des rayons lumineux et des rayons ultra-violets, C. R. **58**. 1111—1114 (1864). Recherches sur la détermination des longueurs d'onde, Ann. éc. norm. **4**. p. 7—31 (1866).

2) E. Mascart, Sur la visibilité des rayons ultra-violets. C. R. **68**. p. 402—403 (1869).

3) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **3**. p. 421—434 (1874) u. (2) **9**. p. 21—206 (1880).

4) H. Draper, On diffraction-spectrum photography. Amer. J. (3) **6**. p. 401—409 (1873).

5) Siehe Phil. Trans. 1864 p. 428.

6) H. Draper, On photographing the spectra of the stars and planets. Amer. J. (3) **18**. p. 419—425 (1879). Siehe auch Proc. Amer. Acad. **19**. p. 231—261 (1883).

7) W. Huggins, Note on the photographic spectra of stars. Proc. Roy. Soc. **25**. p. 445—446 (1876).

8) J. Rand Capron, Phothographed spectra. One hundred and thirty-six photographs of metallic, gaseous and other spectra, printed by the permanent autotype proces. London, E. and F. Spon, 1877.

9) Siehe H. Deslandres, Ann. Chim. et Phys. (6) **15**. p. 5—86 (1888).

nahmen der Spectra der Elemente scheinen aber nie systematisch durchgearbeitet zu sein, wenigstens ist fast nichts davon publicirt worden. Als daher Lockyer [1]) sich eingehend mit den Spectren der Himmelskörper zu beschäftigen anfing, fand er bald die Nothwendigkeit, die Spectra der Elemente zuerst zu untersuchen, was er denn auch photographisch für ein kleines Stück des Spectrums ausführte. 1879 begann Hartley [2]) in Verbindung mit verschiedenen seiner Assistenten eine grosse Reihe vortrefflicher photographischer Untersuchungen, die bis heute fortdauernd vermehrt werden. Zuerst handelt es sich dabei um Absorptionsspectra organischer Verbindungen, dann um die Funkenspectra der Elemente, in neuerer Zeit namentlich um Flammenspectra. Gegen 1880 beginnen auch die ausgezeichneten Messungen von Liveing und Dewar [3]), welche namentlich die Bogenspectra zahlreicher Elemente kennen gelehrt haben. Nachdem dann Rowland 1882 die Concavgitter eingeführt und eine Liste von Normalen zur Bestimmung der Wellenlängen veröffentlicht hatte, beginnt eine ganz neue Periode für die Festlegung der Elementenspectra. Während man sich bis dahin mit einer Genauigkeit von etwa einer Ångström'schen Einheit hatte begnügen müssen, konnte man nun plötzlich daran denken, die Hundertstel zu ermitteln, und es waren, was die Wellenlängen betrifft, alle früheren Messungen unbrauchbar geworden. Der Arbeit einer Neubestimmung aller Linien der Bogen- und Funkenspectra aller Elemente unterzogen sich ausser Rowland und seinen Schülern namentlich Kayser und Runge [4]) Hasselberg [5]), Eder und Valenta [6]), Exner und Haschek [7]). Alle diese Arbeiten sind photographisch ausgeführt. Es zeigte sich eben sehr bald, dass man auf diesem Wege mit unverhältnissmässig weniger Mühe eine sehr viel grössere Genauigkeit erreichen kann. Wie weit dieser Ausspruch berechtigt ist, erkennt man am besten daraus, dass in den Gebieten des Spectrums mit längeren Wellen, wo die Photographie immer noch Schwierig-

---

1) J. N. Lockyer, Researches in spectrum-analysis in connexion with the spectrum of the sun. Phil. Trans. **164** II. p. 479—494 (1874).

2) W. N. Hartley and A. K. Huntington, Researches on the action of organic substances on the ultra-violet rays of the spectrum. Phil. Trans. **170**, I. p. 257—274 (1879) und Proc. Roy. Soc. **29**. p. 290—292 (1879), ibid. **31**. p. 1—26 (1881). W. N. Hartley, Photographs of the spark spectra of twenty-one elementary substances (1881), Dublin Trans. (2) **1**. p. 231—238 (1883). W. N. Hartley and W. E. Adeney, Measurements of the wave-lengths of lines of high refrangibility in the spectra of elementary substances. Phil. Trans. **175** I. p. 63—137 (1884) u. s. w.

3) G. D. Liveing and J. Dewar, Die zahlreichen Abhandlungen befinden sich fast sämmtlich in den Proc. Roy. Soc. von 1878 an. Ferner Phil. Trans. **174** I. p. 187—222 (1883); **179** A. p. 27—42 (1888); **179** A. p. 231—255 (1888).

4) H. Kayser und C. Runge, Die Abhandlungen befinden sich in den Abhandl. Berl. Akad. seit 1888.

5) B. Hasselberg, Die Abhandlungen finden sich meist in den Mém. de St. Pétersb. seit 1882, dann in den K. Sv. Vet. Ak. Handl. seit 1890.

6) J. M. Eder und E. Valenta, Die Abhandlungen finden sich in den Wien. Denkschr seit 1890.

7) F. Exner und E. Haschek, Die Abhandlungen befinden sich in den Wien. Ber. seit 1895.

keiten darbietet, die Kenntniss exacter Wellenlängen ganz erheblich zurückgeblieben ist. Glücklicher Weise sind diese Theile des Spectrums sehr linienarm, so dass ihre geringe Kenntniss weniger schadet.

538. Die heute fast ausschliesslich gebrauchten Trockenplatten zeigen ein Maximum der Empfindlichkeit im Blau oder Indigo, je nach der Herstellung des Silbersalzes aus Brom, Jod, Chlor oder einem Gemisch derselben, und je nach der Behandlung der Emulsion, auch je nach dem Stoff, in welchem das Silbersalz suspendirt ist. Von der Stelle des Maximums fällt die Empfindlichkeit sehr schnell ab, wenn man zu längeren Wellen geht, sehr langsam nach der Seite der kürzeren, so dass man mit solchen Platten, etwa zwischen den Grenzen 4700 und 2200 das Spectrum aufnehmen kann. Bei sehr langen Expositionszeiten erstreckt sich die Wirkung auch auf längere Wellen, und es ist mehrfach [1]) angegeben, dass man schliesslich auch das Roth und selbst den Anfang des Ultraroth erhält. Indessen handelt es sich dann um Expositionszeiten, welche einige tausend mal so lang sind, als für das Ultraviolett; practisch ist also diese Wirkung werthlos. Von ausserordentlicher Bedeutung für die Spectralphotographie war es daher, dass zuerst H. W. Vogel [2]) einen Weg fand, Platten auch für solche Wellenlängen empfindlich zu machen, für welche das reine Silbersalz unempfindlich ist. Das geschieht dadurch, dass man der Emulsion einen Farbstoff zufügt, der bestimmte Wellenlängen stark absorbirt, oder dass man die fertige Platte in einer derartigen Farbstofflösung badet. Man findet dann, dass die Platte für die betreffenden Wellenlängen empfindlich geworden ist, oder genauer gesagt, für etwas längere Wellen. Alle solche Stoffe nennt Vogel optische Sensibilisatoren; er nimmt an, ihre Wirkung beruhe darauf, dass die von ihnen absorbirten Wellen ihre Energie an die benachbarten Bromsilbermoleceln abgeben und diese dadurch zum Zerfall bringen. Eder schliesst sich dieser Erklärung an, während andere, namentlich Abney, ihre Richtigkeit bestreiten; nach Abney soll das Licht den Farbstoff zerlegen und die Zersetzungsproducte auf das Silbersalz wirken. Wir können diese Fragen den Photochemikern überlassen, und uns mit der Richtigkeit der Thatsache begnügen, welche nach ihrer Entdeckung von Vogel theils bestritten, theils anerkannt wurde, zuerst wohl von Becquerel, dann von Waterhouse und vielen anderen. Heutzutage sind die „farbenempfindlichen, oder isochromatischen oder orthochromatischen“ Platten, oder welcher Name auch von den Fabrikanten ihnen gegeben werden mag, Handelsartikel, der beste Beweis für die Richtigkeit der Thatsache.

539. Die Erscheinung, dass die Platten stets für etwas längere Wellen em-

---

1) Siehe z. B. H. W. Vogel, Ber. Chem. Ges. **8**. p. 1635—1636 (1875); R. Amory, Proc. Amer. Acad. **13**. p. 171—174 (1877). W. H. Pickering, Proc. Amer. Acad. **20**. p. 473—477 (1885); J. M. Eder, Wien. Ber. **94**, II. p. 378—403 (1886). N. Hamantoff, J. de Phys. (2) **1**. p. 577 (1882) und Andere.

2) H. W. Vogel, Ueber die Lichtempfindlichkeit des Bromsilbers für die sogenannten chemisch unwirksamen Strahlen. Ber. chem. Ges. **6**. p. 1302—1306 (1773), auch Pogg. Ann. **150**. p. 453—459 (1873).

pfindlich werden, als die sind, welche der Farbstoff am stärksten absorbirt, will Vogel[1]) durch die sogenannte Kundt'sche Regel erklären: nach derselben hängen die Absorptionsstreifen eines Körpers von dem Lösungsmittel ab und verschieben sich um so mehr nach Roth, je grösser der Brechungsexponent desselben ist. Es soll nun der Farbstoff in Gelatine längere Wellen absorbiren, als frei, so dass in Wahrheit dieselben Strahlen zur photographischen Wirksamkeit kommen, welche in der Platte absorbirt werden. Untersuchungen über diese Frage, welche im Allgemeinen diese Auffassung bestätigen, sind namentlich von Acworth[2]) ausgeführt worden. Messerschmidt[3]) dagegen meint aus zahlreichen Versuchen den Schluss ziehen zu sollen, dass der Zusammenhang zwischen Absorption und Sensibilisation noch zweifelhaft sei. Eder[4]) wiederholt diese Versuche mit entgegengesetzten Resultaten, er findet Vogel's Anschauung durchweg bestätigt. Zu demselben Schluss gelangt Labatut[5].) Die ganze Frage ist für uns hier nur insoweit von Interesse, als wir, wenn die Regel richtig ist, zunächst nach dem Absorptionsspectrum unsere Auswahl zwischen den zahllosen möglichen Sensibilisatoren treffen können. Es zeigt dann freilich die Erfahrung, dass durchaus nicht alle Farbstoffe gleich gut wirken, dass sogar die Wirkung eines Farbstoffes von der Natur der Platte abhängt. Ziemlich allgemein zeigt sich, dass die Farblösung ausserordentlich verdünnt sein muss; wie stark aber, das ist auch für jeden einzelnen Stoff Erfahrungssache. Ebenso zeigt sich, dass die Farbstoffe möglichst „unecht" sein müssen, d. h. dass sie vom Licht leicht zersetzt werden müssen.

540. Es sollen im Folgenden einzelne Farbstoffe, welche sich besonders günstig erwiesen haben, besprochen werden und einzelne Recepte angeführt werden. Ich mache dabei auf Vollständigkeit der Litteraturangaben keinerlei Ansprüche, sondern hebe nur einzelne Angaben heraus, welche mir besonders zuverlässig oder interessant scheinen, und namentlich auch einige neuere Untersuchungen. Vogel[6]) verwandte zuerst Corallin, dann Cyanin, Fuchsin, Naphtalinroth, Aldehydgrün, Methylviolett, die sich alle wirksam zeigten, während das z. B. für Indigo und Anilinblau nicht der Fall war. Becquerel[7]) machte zuerst Versuche mit Chlorophyll, mit welchem später auch

1) H. W. Vogel, Ueber die Beziehungen zwischen chemischer Wirkung des Sonnenspectrums, der Absorption und anomalen Dispersion. Ber. chem. Ges. **7.** p. 976—979 (1874).

2) J. J. Acworth, Beziehung zwischen Absorption und Empfindlichkeit sensibilisirter Platten. Wied. Ann. **42.** p. 371—406 (1891).

3) J. B. Messerschmidt, Spectralphotometrische Untersuchungen einiger photographischer Sensibilisatoren. Wied. Ann. **25.** p. 655—675 (1885).

4) J. M. Eder, Ueber die Wirkung verschiedener Farbstoffe auf das Verhalten des Bromsilbers gegen das Sonnenspectrum und spectroscopische Messungen über den Zusammenhang der Absorption und photographischen Sensibilisirung. Wien. Ber. **92,** II. p. 1346—1372 (1885).

5) Labatut, L'absorption et la photographie des couleurs. C. R. **113.** p. 126—129 (1891).

6) Siehe H. W. Vogel, Die Photographie farbiger Gegenstände in den richtigen Tonverhältnissen. Berlin bei Oppenheim 1885.

7) E. Becquerel, Action des rayons différemment réfrangibles sur l'iodure et le bromure d'argent; influence des matières colorantes. C. R. **79.** p. 185—190 (1874). Siehe auch: Remarque. C. R. **88.** p. 381—382 (1879).

Waterhouse[1]), Cros[2]) und Zenger[3]) arbeiteten; doch ist Chlorophyll nicht zu empfehlen, da die Platten leicht fleckig werden und nicht haltbar sind. Es sind noch mehrfach Versuche damit gemacht, z. B. von Ives[4]); der neueste von Eberhardt[5]) führt wieder dahin, dass es nicht gut sei. Mit Eosin hat zuerst Waterhouse[6]) sensibilisirt, dann auch Amory[7]) und Andere. Einen neuen Anstoss erhielten die Versuche nach Einführung der Trockenplatten. Vogel[7]) führte nach einander die Sensibilisation mit Azalin, einem Gemisch von Chinolinroth und Cyanin, mit Erythrosin, mit Eosinsilber[8]) ein. Sehr zahlreiche Versuche verdanken wir Eder[9]). Für Roth empfiehlt er Coeruleinsulfit: es werden 0,1 gr in 10 cbc Wasser gelöst und sofort verarbeitet; 1 cbc dieser Lösung wird mit 100 cbc Wasser und 8 Tropfen Ammoniak gemischt und möglichst empfindliche Platten 3 bis 4 Minuten darin gebadet, dann getrocknet. Die Platten sind empfindlich bis ins Ultraroth, halten sich aber nur kurze Zeit. — Sehr schön ist eine spätere Abhandlung von Eder[10]), die auch vortreffliche Proben von Aufnahmen des Sonnenspectrums auf verschieden sensibilisirten Platten bietet. Hier bemerkt Eder, dass die Färbung der Platten auch noch den Vortheil hat, im blauen und violetten Theil die Linien schärfer zu machen. Er empfiehlt: für D bis Ultraviolett Erythrosin: 100 Wasser, 1 Erythrosinlösung (1:400), 1/2 Ammoniak; Platte 3 bis 4 Minuten baden, rasch trocknen. Gut ist auch Benzopurpurin 4 B, oder auch Chinolinroth. Von B oder C bis Ultraviolett: Cyanin. 100 Wasser, 2 alkoholische Cyaninlösung (1 : 400), 1/2 Ammoniak; 4 Minuten unter beständiger Bewegung der Schale baden. Die Platten sind 1 bis 2 Wochen haltbar. Für das ganze Spectrum mit Ausnahme der Stelle F bis G ist Coerulein vortrefflich; aber die Empfindlichkeit im Roth ist doch noch ausserordentlich gering: während für das ultraviolette Sonnenspectrum 1 Secunde genügt, sind für das Roth mehrere Minuten nöthig. Die Platten sind oft schon nach einer Stunde nicht mehr brauchbar.

---

1) J. Waterhouse, Photography of the solar spectrum. Phil. Mag. (5) **27**. p. 284 (1889).

2) Ch. Cros, De l'action des différentes lumières colorées sur une couche de bromure d'argent imprégnée de diverses matières colorantes organiques. C. R. **88**. p. 379—381 (1879).

3) Ch. V. Zenger, Études astrophotographiques. C. R. **97**. p. 552—555 (1883).

4) Ives, Jearbook of Photography 1885*.

5) G. Eberhard, Ueber die sensibilisirende Wirkung von Chlorophyllfarbstoffen auf Bromsilber, Eder's Jahrb. f. Photographie **12**. p. 517—519 (1898).

6) J. Waterhouse, On the influence of eosin on the photographic action of the solar spectrum upon the bromide and bromo-jodide of silver. Mem. Spettr. Ital. **5**. p. 45—48 (1876).

7) R. Amory, On the photographic action of dry silver bromide collodion etc., to rays of solar light of different refrangibility. Proc. Amer. Acad. **13**. p. 171—174 (1877).

8) H. W. Vogel, Ueber neuere Fortschritte in dem farbenempfindlichen photographischen Verfahren. Berl. Ber. 1886 p. 1205—1208.

9) J. M. Eder, Wien. Ber. **90** I. p. 1097—1143 (1884). Wien. Ber. **93** II. p. 4—11 (1886); **94** II. p. 75—94 (1886).

10) J. M. Eder, Ueber einige geeignete practische Methoden zur Photographie des Spectrums in seinen verschiedenen Bezirken mit sensibilisirten Bromsilberplatten. Wien. Ber. **94** II. p. 378—403 (1886).

541. Auch Burbank [1]) hat das ultrarothe Sonnenspectrum durch Sensibilisation mit Cyanin erhalten können, und zwar im Gitterspectrum bis 9000. Er giebt folgende sehr umständliche Vorschrift zur Herstellung des Farbstoffes: 15 grains of cyanine are gently heated over a steam bath for from 30 to 40 minutes in combination with 1 oz of chloral hydrate and 4 oz of water. The whole mixture should now be stirred vigorously. While this operation is going on, 120 grains of sulphate of quinine are dissolved by heat in a few ounces of methylated spirit. One ounce of strong aqua ammoniae is now slowly added to the cyanine mixture above. Violent ebollution takes place immediatly, chloroform being evolved, and cyanine deposited in a soluble form on the sides of the vessel. The mixture is allowed to settle for a few minutes, and than the supernatant liquid is decanted off very slowly, care being taken not to detach any of the cyanine that is formed on the sides. To the remaining cyanine, three or four ounces of methylated spirit are added to dissolve it; the quinine solution is then added; and tho the whole more methylated spirit, until the whole mixture measures from 8 to 9 ounces. This solution constitutes the „stock" solution, and should be kept away from all light, as it is very apt to become decomposed. All of the above operations should be conducted in as little light as possible. The following staining and drying processes should be conducted in absolute darkness. To 30 ounces of water are added 1,5 drachms of the cyanine stock solution; the graduate that contained the cyanine is now washed out, 1,5 drachms of strong aqua ammoniae are added and the whole mixture is stirred vigorously." Die Platten werden darin 4 Minuten gebadet und mit einem Pyro-Pottasche-Entwickler hervorgerufen.

542. Higgs [2]), von dem ausgezeichnete Aufnahmen des rothen Sonnenspectrums vorliegen, sensibilisirt mit Alizarinblau S aus der badischen Anilin- und Soda-Fabrik in Ludwigshafen. Auch er giebt ein ausführliches und höchst umständliches Recept, welches ich folgen lasse: Zu einer gesättigten Lösung von Natriumbisulphit wird in einem Mörser Alizarinblaupasta gefügt, verrieben, noch Natriumbisulphitlösung zugefügt, so dass im Ganzen 10 Theile Pasta, 10 Theile Bisulphit und 10 Theile Wasser gemischt sind. In einem verschlossenen Gefässe lässt man diese Mischung 5—6 Wochen stehen, indem man sie täglich schüttelt, nur nicht die letzten 10 Tage. Dann decantirt man, filtrirt, fügt Alkohol zu, der das überschüssige Natriumbisulphit niederschlägt. Nun fügt man 50 Theile Wasser zu und genügend Natriumchlorid, um eine gesättigte Lösung zu bilden. In 7—8 Tagen setzt sich der Farbstoff und Calciumsulphit ab. Nun filtrirt man und beseitigt damit die unlöslichen Calciumsalze. — „The alizarine-blue S is separated from any unaltered

1) J. B. C. Burbank, Photography of the least refrangible portion of the solar spectrum. Phil. Mag. (5) **26**. p. 391—393 (1888).

2) G. Higgs, On the bisulphite compounds of alizarinblue and coeruleïn as sensitisers for rays of low refrangibility. Proc. Roy. Soc. **49**. p. 345—346 (1891), auch Nat. **43**. p. 525—526 (1891).

substance left in the original stoppered vessel by solution, and added to the brine, now purified from lime salts, and once more set aside to crystallize, the final purification beeing effected in a beaker containing alcohol and a small percentage of water to remove the last traces of sodium chloride, collecting the crystalls on a filter paper and drying at ordinary temperatures". Die nadelförmigen Krystalle sind dunkelroth, ihre Lösung wird bei Zusatz von Ammoniak erst grün, dann roth, endlich blau. Zum Baden der Platten benutzt Higgs eine Lösung 1 : 1000 und 1 Proc. Ammoniak, die Platten werden am besten schon am folgenden Tage verbraucht. — Um A der Sonne im Spectrum zweiter Ordnung eines Rowland'schen Gitters zu photographiren, exponirt er 40 Minuten. Die Empfindlichkeit der Platten geht bis 8400.

543. Von neueren Publicationen seien noch folgende genannt: Für den grünen Theil des Spectrums bei E, für welchen die meisten benutzten Farbstoffe fast gar nicht sensibilisiren, empfehlen Eder und Valenta[1]) Acridingelb. Hinterberger[2]) bespricht die verschiedenen Methoden der Sensibilisirung mit Cyanin. Er findet die Methode von Schumann[3]) schlecht, besser die von Weissenberger (Photographische Correspondenz 1886, p. 591). Mit Zunahme der Concentration der Farblösung nimmt die Empfindlichkeit zwischen E und G ab, dagegen in Roth zu; er geht bis 10 Theile alkoholische Lösung 1 : 500 auf 100 Theile Wasser. Am besten ist die Verwendung von Cyanin und Chinolinroth, d. h. Vogel's Azalin. — Hübl[4]) empfiehlt das käufliche Cyanin mit Salzsäure abzudampfen und so Chlorcyanin zu bilden, das dann in Alkohol gelöst wird. 3 Theile solcher Lösung 1 : 500 werden mit 300 Theilen kalt gesättigter Boraxlösung gemischt, darin die Platten gebadet 5—10 Minuten; sie müssen nass verwandt werden oder in Wasser abgespült und getrocknet werden. Als Entwickler sei Glycin am besten. Valenta[5]) untersucht zahlreiche neue Farbstoffe. Brauchbar erweist sich das salzsaure Salz von Tetraäthyldiamidooxytriphenylcarbinol von der Baseler Gesellschaft für chemische Industrie, namentlich, wenn man es mit Eosin mischt. Bei langer Belichtung erhält man das Ultraroth. Er nimmt 0,01 Eosinlösung 1 : 500, 0,5 der Farbstofflösung 1 : 500 und 200 Wasser. Congorubin — 10 Lösung 1 : 500, 2 Ammoniak, 200 Wasser — giebt das Spectrum von Ultraviolett bis über C mit einem schwachen Minimum bei E. — Eckhardt[6]) findet, dass Coerulein von Schu-

1) J. M. Eder und E. Valenta, Neue Sensibilisatoren für Bromsilbergelatine. Photogr. Correspondenz 1894. p. 227. Siehe auch Wien. Denkschr. **61.** p. 30 (1894).

2) H. Hinterberger, Die verschiedenen Methoden der Sensibilisirung von Gelatineemulsionsplatten durch Baden in Cyaninlösungen. Photogr. Correspondenz 1896. p. 131—136.

3) V. Schumann, Photogr. Wochenblatt 1885. p. 395 und 1886 p. 49*.

4) A. v. Hübl, Vorschriften für die Sensibilisirung mit Cyanin. Eder's Jahrbuch für Photogr. **11.** p. 168—169 (1897).

5) E. Valenta, Untersuchungen über das Sensibilisirungsvermögen verschiedener Theerfarbstoffe für Bromsilbergelatine-Trockenplatten. Photogr. Correspondenz **34.** p. 129—133, 185—188 (1897).

6) W. Eckhardt, Rothempfindliche Platten mittelst Cyanin, Coerulein und Nigrosin. Photogr. Correspondenz **34.** p. 121—129 (1897).

chardt sensibilisirt von A bis C und für Orange bis Gelb-Grün. Nigrosin B von Beyer & Co. sensibilisirt von vor A bis B kräftig und für Orange: 10 Theile Farblösung 1 : 500, 1 Ammoniak, 100 Wasser; nach dem Bad wird die Platte in Alkohol gewaschen. Ueber die Empfindlichkeit der Platten für Roth von A bis C macht er folgende Angaben: Setzt man die nöthige Expositionszeit für Nigrosin = 102, so ist sie für Coerulein 343, für Cyanin sehr lang. — Eberhardt[1]) findet, dass das Nigrosin dem Alizarinblaubisulfit nachsteht. — Valenta[2]) giebt an, das Diazoschwarz BHN von Beyer in Elberfeld sensibilisire für B bis D, die Platten seien im Roth viermal so empfindlich als die mit Nigrosin behandelten. Ferner findet er, Azocarmin, die Disulfosäure des Phenylrosindulins, wirke zwischen A und a, noch besser mit einem Zusatz von Eosin. — Ruh[3]) empfiehlt Erythrosin. Bis B wirke auch sehr gut Naphtofluorescein von Beyer in Elberfeld; die Platten kommen erst für 2 Minuten in ein Vorbad von 2 Ammoniak in 100 Wasser, dann für 2 Minuten in 100 Wasser, 12 Farblösung 1 : 500, 2 Ammoniak.[4])

Aus allen diesen Angaben ersieht man, dass es in der That sehr viele Farbstoffe giebt, die gestatten, die Platten für beliebige Theile des Spectrums

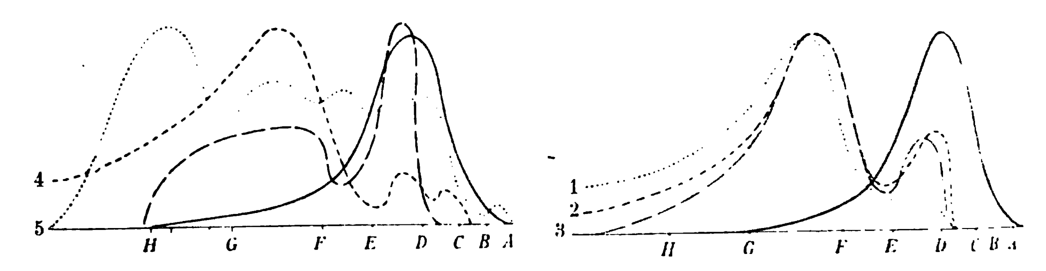


Fig. 117a und e.

bis ins Ultraroth hinein empfindlich zu machen. Aber die Empfindlichkeit ist für die rothen Theile des Spectrums doch ganz ausserordentlich gering, so gering, dass man nur in seltenen Fällen andere Spectra, als das ausserordentlich lichtstarke Sonnenspectrum mit ihnen hat fixiren können. Es ist aber kaum zweifelhaft, dass sich diese Schwierigkeiten werden überwinden lassen, wenn erst die Technik sich der Frage energisch annimmt, und es sind in der That in neuester Zeit erhebliche Fortschritte zu verzeichnen gewesen. So giebt Gibson[5]) die nebenstehenden Curven (Fig. 217) für die Wirkung einiger

1) G. Eberhardt, Die Verwendung des Nigrosin B (Beyer-Elberfeld) als Farbensensibilisator. Eder's Jahrbuch für Photogr. 11. p. 165—168 (1897). Siehe auch Photogr. Correspondenz **36**. p. 81—85 (1899).

2) E. Valenta, Ueber neue optische Sensibilisatoren für Bromsilber. Photogr. Corresp. **35**. p. 314—319 (1898).

3) P. Ruh, Versuche mit Farbensensibilisatoren bei Bromsilbergelatineplatten. Photogr. Correspondenz **35**. p. 243—249 (1898).

4) Eine Reihe neuester Farbstoffe untersucht: Eberhardt, Photogr. Corresp. **36**. p. 142—144 (1899).

5) J. Stewart Gibson, On orthochromatism. Photographic Times **30**. p. 298—301 (1898).

jetzt im Handel befindlichen Platten: die ausgezogene Curve giebt die optische Intensität der Lichtquelle, die anderen Curven stellen die Stärke der photographischen Wirkung dar für folgende Plattensorten: 1 Seed orthochromatische, 2 Wuestner, 3 Carbutt, 4 Cadett, 5 Lumière, 6 Cramer. Schleussner in Frankfurt a. M. stellt Platten her, mit denen es Runge[1]) gelungen ist, das Spectrum von Geisslerröhren, deren Intensität immer relativ gering ist, bis 8015 zu photographiren.

544. Wir haben oben besprochen, dass bei sehr langer Exposition auch ungefärbte Platten eine Wirkung in den rothen und selbst ultrarothen Strahlen erfahren und sich nach der Belichtung entwickeln lassen. Damit ist eine andere Erscheinung nicht zu verwechseln, bei welcher die vom rothen Licht getroffenen Stellen sich gerade nicht entwickeln lassen, somit ein positives Bild des Spectrums geben. Schon Herschel[2]) hatte bemerkt, dass die langen Wellen bei vielen Stoffen eine vorher gegangene schwache Einwirkung kurzer Wellen aufheben können, und Becquerel hatte dadurch ein kleines Stück des ultrarothen Sonnenspectrums erhalten können. Aehnlich ist später Waterhouse[3]) ins Ultraroth vorgedrungen, besonders aber hat sich Abney[4]) um die Aufklärung dieser Erscheinung verdient gemacht. Er zeigte, dass wirklich, während die kurzen Wellen reducirend wirken, die langen Wellen oxydiren, dass daher die letztere Wirkung fortfällt, wenn man den Sauerstoff ausschliesst. Wenn nun auch Abney fand, dass man auf diese Weise bis 12000 vordringen kann, so ist doch die Methode von keiner practischen Bedeutung geworden. Ebensowenig hat sich eine andere von Abney[5]) versuchte Methode bewährt, bei welcher er die Bromsilbermoleceln durch Zusatz eines Harzes „beschwert"; es tritt zwar Empfindlichkeit für längere Wellen ein, aber nicht in genügendem Maasse.[6])

545. Dagegen hat auf anderem Wege Abney glänzende Erfolge erreicht, indem er Platten herstellte, die bis zu 20000 empfindlich sind, was alles sonst Erreichte weit hinter sich lässt. Abney[7]) geht dabei von folgender Ueber-

1) C. Runge, On the red end of the red argon spectrum. Astrophys. J. **9**. p. 281—283 (1899)

2) J. F. W. Herschel, z. B. Phil. Mag. (3) **16**. p. 239 (1840). Phil. Trans. 1840 I. p. 1—59; Rep. Brit. Ass. 1839, Not. & Abstr. p. 9—12.

3) J. Waterhouse, Photographs of the red rays of the spectrum. Bengal Asiat. Soc. Proc. 1875. p. 198—200*; Mem. spettr. Ital. **5**. p. 45—48 (1876). On reversed photographs of the solar spectrum beyond the red. Proc. Roy. Soc. **24**. p. 186—189 (1876).

4) W. de W. Abney, The acceleration of oxidation caused by the least refrangible end of the spectrum. Proc. Roy. Soc. **27**. p. 291—292, 451—452 (1878). On the reversal of the developed photographic image. Phil. Mag. (5) **10**. p. 200—208 (1880).

5) W. de W. Abney, Preliminary note on photographing the least refracted portion of the solar spectrum. Monthl. Not. **36**. p. 276—277 (1876); Phil. Mag. (5) **1**. p. 414—415 (1876).

6) Auch H. C. Vogel und O. Lohse haben diese Methode ohne Erfolg versucht. Pogg. Ann. **159**. p. 297—301 (1876).

7) W. de W. Abney, On the photographic method of mapping the least refrangible end of the solar spectrum. Phil. Trans. **171** II. p. 653—667 (1880). Siehe auch Monthl. Not. **38**. p. 348—351 (1878); Phil. Mag. (5) **6**. p. 154—157 (1878). C. R. **90**. p. 182—183 (1880). Nat. **25**. p. 162—166, 187—191 (1881). 252—257 (1882). Nat. **27**. p. 15—18 (1882).

legung aus: Es giebt zweifellos verschiedene Modificationen des Bromsilbers, man kann ja Trockenplatten so herstellen, dass sie wenig oder stark lichtempfindlich sind, was mit einer verschiedenen Farbe des durchgehenden Lichtes verbunden ist. Abney denkt, die Moleceln könnten verschiedene Masse besitzen, danach mit verschiedener Periode schwingen und daher verschiedenes Licht absorbiren. Wenn es daher gelingt, die Bromsilbermoleceln möglichst schwer zu machen, so werden sie längere Wellen absorbiren, d. h. für diese empfindlich werden. Die Darstellung einer solchen Emulsion ist ihm nun in der That gelungen. Sie unterscheidet sich schon äusserlich von der gewöhnlichen dadurch, dass sie die kurzen Wellen durchlässt, die rothen absorbirt, das durchgegangene Licht also blau aussieht, während es bei den gewöhnlichen Platten roth ist. Sehr interessant ist, dass man durch leichtes Reiben einer solchen Platte mit dem Finger dieselbe roth durchsichtig machen kann,

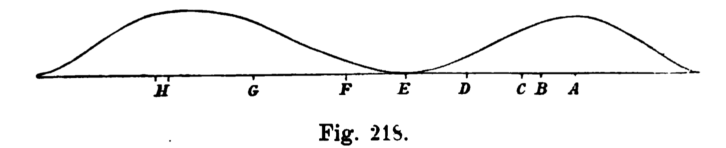


Fig. 218.

also offenbar das Bromsilber in die gewöhnliche Modification überführen. Abney giebt die nebenstehende Figur 218 für die Empfindlichkeit seiner Platten: ein Maximum liegt an der Stelle der gewöhnlichen Platten, das andere im Ultraroth. Abney macht darauf aufmerksam, dass die Wellenlängen dieser beiden Maxima sich etwa wie 1 zu 2 verhalten.

Ich lasse nun das Recept von Abney zur Herstellung der Collodiumemulsion in seinen eigenen Worten folgen: „A normal collodion is first made according to the formula: Pyroxyline (any ordinary kind) 16 grains, Ether (0,725 Sp.) 4 oz[1]), Alkohol (0,820) 2 oz. This is mixed some days before it is required for use, and any undissolved particles are allowed so settle, and the top portion is decanted off. 320 grains of pure zinc bromide are dissolved in $\frac{1}{2}$ oz to 1 oz of alcohol (0,820) together with 1 drachm of nitric acid. This is added to 3 ozs of the above normal collodion, wich is subsequently filtered. 509 grains of silver nitrate are next dissolved in the smallest quantity of hot distilled water, and 1 oz of boiling alcohol (0,820) added. This solution is gradually poured into the bromized collodion, stirring briskly whilst the addition is being made. Silver bromide is now suspended in a fine state of division in the collodion, and if a drop of the fluid be examined by transmitted light it will be found to be of an orange colour. Besides the suspended silver bromide, the collodion contains zinc nitrate, a little silver nitrate and nitric acid, and these have to be eliminated. The collodion emulsion is turned out into a glass flask, and the solvents carefully distilled over with the aid of a water

1) 1 grain = 0,059 g, 1 ounce = 28,34 g.

bath, stopping the operation when the whole solids deposit at the bottom of the flask. Any liquid remaining is carefully drained off, and the flask filled with distilled water. After remaining a quarter-of-an-hour the contents of the flask are poured into a well-washed linen bag, and the solids squized as dry as possible. The bag with the solids is again immersed in water, all lumps being crushed previously, and after half-an-hour the squeezing is repeated. This operation is continued till the wash water contains no trace of acid when tested by litmus paper. The squeezed solids are then immersed in alcohol (0,820) for half-an-hour to eliminate almost every trace of water, when after wringing out as much of the alcohol as possible the contents of the bag are transferred to a bottle, and 2 ozs of ether (0,720) and 2 ozs of alcohol (0,805) are added. This dissolves the pyroxyline and leaves an emulsion of silver bromide, which when viewed in a film is essentially blue by transmitted light.

All these operations must be conducted in very weak red light, — such a ligt, for instance, as is thrown by a candle shaded by ruby glass, at a distance of 20 feet. It is most important that the final washing should be conducted almost in darkness. It is also essential to eliminate all traces of nitric acid, as it retards the action of light on the bromide, and may destroy it if present in any appreciable quantities. To prepare the plate with this silver bromide emulsion all that is necessary is to pour it over a clean glass plate, as in ordinary photographic processes, and to allow it to dry in a dark cupboard. (It has been found adventageous to coat the plate in red light, and then to wash the plate and immerse it in a dilute solution auf HCl, and again wash, and finally dry. These last operations can be done in dishes in absolute darkness; the hydrochloric acid gets rid of any silver subbromide which may have been formed by the action of the red light.)

For development after exposure I recommend what is known as the ferrous oxalate developer. This is prepared by dissolving ferrous oxalate in a saturated solution of neutral potassium oxalate, adding the iron salt till no more is taken up. To make up the developing solution, equal parts of this solution of ferrous oxalate and of a solution of potassium bromide, 20 grains to the ounce, are employed. The mixture is placed in a clean developing glass just before development is to take place. The film is first softened by flowing over it a mixture of equal parts of alcohol and water, and is then well washed. The developer is now poured over the plate, taking care to keep the fingers from touching any part of the film. The image will appear gradually, and should have fair density when all action is exhausted."

In einer späteren Abhandlung theilt Abney[1]) mit, dass er jetzt mit Vortheil die Collodiumemulsion auf eine hochempfindliche Gelatinetrockenplatte giesse. Ferner „I find the addition of nitric acid is not necessary to be present whilst the emulsion is formed, though in the subsequent washings it is

1) W. de W. Abney, The solar spectrum from λ 7150 to λ 10000. Phil. Trans. **177 II.** p. 457—469 (1886).

convenient to use it. This may be avoided however, by washing first with water, and using a dilute solution of iodine to eliminate the veil which is nearly always present after the emulsion is boiled. To the emulsion when prepared I add about 1 % of good soluble cotton; that known as Anthony's Nr. 1 I find most satisfactory. A very sensitive gelatine emulsion plate is coated with the collodion emulsion, washed, and then allowed to dry in a warm chamber. The washing causes a minute portion of the underlying gelatine to mingle with the collodion film surrounding the sensitive salt, and to protect it from premature reduction by the ferrous oxalate solution.“ Man kann dadurch einen kräftigeren Entwickler, der fast frei von Bromkali ist, anwenden. Einer freundlichen mündlichen Mittheilung von Abney verdanke ich die Nachricht, dass er später die Herstellung der Emulsion noch dadurch verbessert habe, dass er sie in einem sehr starken Glasgefäss (die englischen Sodawasserflaschen) 6 Stunden bei 220° kocht.

Die zahlreichen vortrefflichen Untersuchungen [1]), welche Abney mit seinen Platten im Ultraroth hat ausführen können, und welche sich theils auf das Sonnenspectrum, theils auf Absorptionsspectra beziehen, die wir an einer anderen Stelle ausführlich zu besprechen haben werden, zeigen am besten, wie gut seine Methode den Anforderungen entspricht. Abney hat theils mit Glasprisma theils mit Gittern gearbeitet. Leider ist die Herstellung der Platten offenbar mit grossen Schwierigkeiten verbunden; die Platten werden ja schon durch so lange Wellen, wie sie von kochendem Quecksilber und sogar von kochendem Wasser ausgesandt werden, beeinflusst. So hat sich niemand gefunden, der die Versuche wiederholt und fortgesetzt hätte, während viele wichtige Aufschlüsse, namentlich über Absorptionserscheinungen im Ultraroth, mit ihnen zu erhalten wären.

546. Ebenso wie wir für die längsten erreichbaren Wellen unsere Kenntnisse mittelst photographischer Methoden fast ausschliesslich einem Manne, Capitain Abney, verdanken, beruht auch die Kenntniss der kürzesten Wellen nur auf den Arbeiten von V. Schumann, der uns durch seine Untersuchungen um eine Octave weiter hinauf gebracht hat. Die Schwierigkeiten lagen hier nur zum Theil bei der photographischen Platte. Stokes fand 1852 zuerst, dass man das Glas der Spectralapparate durch Quarz ersetzen müsse, wenn man kürzere Wellen erhalten wolle, und als er 1863 mit einem Quarzapparat die Spectra von Metallfunken mittelst fluorescirender Schirme beobachtete, fand er, dass Aluminium die kurzwelligsten Linien gebe. Es kann kaum zweifelhaft sein, dass er die Linien gesehen hat, deren Wellenlänge später Cornu [2]) zu etwa 1850 bestimmt hat. Stokes giebt aber auch schon an,

---

1) Siehe namentlich noch W. de W. Abney and E. R. Festing, Phil. Trans. **172.** III. p. 887—918 (1881); Proc. Roy. Soc. **35.** p. 328—341 (1883).

2) A. Cornu, Détermination des longueurs d'onde des radiations très réfrangibles du Magnésium, du Cadmium, du Zinc et de l'Aluminium; Arch. sc. phys. et nat. (3) **2.** p. 119—126 (1879); auch J. de Phys. **10.** p. 425—431 (1881).

dass für diese Linien der Quarz nur schlecht durchlässig sei. Es hat ziemlich lange gedauert, bis es gelang, diese Linien zu photographiren, bei fast allen Spectralphotographieen lag die Grenze etwa bei 2200.[1]) Die gute Durchlässigkeit des Flussspathes für kurze Wellen hatten schon Stokes und Miller gefunden, aber erst Mascart[2]) hob hervor, dass er dem Quarz sehr überlegen sei. Die ersten genaueren Messungen über die Absorption durch Quarz hat Soret[3]) gemacht; sein Apparat enthielt Prisma und Linsen aus Quarz, zeigte aber mit dem fluorescirenden Ocular die Aluminiumlinien. Schaltete er noch 30 mm Quarz ein, so wurde 1862 unsichtbar, 1935 schon schwer zu sehen. Bei 60 mm Quarz war 1990 nur mühsam zu erkennen, bei 100 mm 2024, bei 130 mm war letzteres nicht mehr zu sehen. Weitere Versuche hat Schumann[4]) gemacht, aber auf photographischem Wege. Sein Apparat enthielt schon 21 mm Quarz; wurden noch 3 mm zugefügt, so wurde das ganze Spectrum geschwächt, am meisten die kürzesten Wellen. Bei 30 mm Quarz erschienen selbst bei 5 Minuten Exposition die Linien unter 1990 nicht mehr, während sonst für die kürzesten Linien 5 Secunden genügten.

Die angeführten Beobachtungen machen es zweifellos, dass für Strahlen, deren Wellenlänge kleiner ist als die der genannten Aluminiumlinien, der Quarz nicht mehr brauchbar sei, und die Erfahrung hat gelehrt, dass ausschliesslich der weisse Flussspath für Prismen und Linsen Verwendung finden darf. Aber auch mit einem aus diesem Material gebauten Apparate würde man nicht viel weiter gelangen: Cornu[5]) forschte zuerst energisch nach den Gründen, welche das Sonnenspectrum etwa bei 3000 endigen lassen. Photographieen bei verschiedenem Sonnenstande und in verschiedenen Höhen über dem Meeresniveau führten ihn zu der Erklärung, dass die Atmosphäre starke Absorption auf die kurzwelligen Strahlen ausübe. Er berechnet nach seinen Versuchen, dass 10 m Luft von Atmosphärendruck die Wellen von 2118 völlig absorbiren, 1 m die bis 1842, 0,1 m die bis 1566. Cornu[6]) hat die starke Absorption durch Luft in interessanter Weise experimentell bestätigt, indem er mit verschiedenen Apparaten die äussersten Aluminiumlinien photographirte. Wir wollen diese Linien, wie es seit Soret üblich ist, mit 30 (1990), 31 (1936 u. 1930), 32 (1862 stark, 1854 schwächer) bezeichnen. Bei einem Apparat, der zwischen Funke und Platte 1 m Luftschicht hatte, erschien die Linie 30 stärker als 32 und diese stärker als 31. Mit einem anderen Apparat, dessen Luft-

1) J. Trowbrige and W. C. Sabine haben allerdings auf einer Platte das Funkenspectrum des Cu bis 1944 verfolgen können. Phil. Mag. (5) **26**. p. 342—353 (1888).

2) E. Mascart, C. R. **68**. p. 402—403 (1869).

3) J. L. Soret, Recherches sur l'absorption des rayons ultra-violets par diverses substances. Arch. sc. phys. et nat. (2) **61**. p. 322—359 (1878).

4) V. Schumann, Ueber die Photographie der Lichtstrahlen kleinster Wellenlänge, Wien. Ber. **102**, IIa. p. 415—475 (1893), siehe p. 454 u. ff.

5) A. Cornu, C. R. **88**. p. 1101—1108 (1879), C. R. **89**. p. 808—814 (1879), C. R. **90**. p. 940—946 (1880).

6) A. Cornu, Sur l'absorption par l'atmosphère des radiations ultra-violets. C. R. **88**. p. 1285—1290 (1879).

schicht 6 m betrug, erschien nur 30 und 31, 32 fehlte. Als aber an demselben Apparat die Luftschicht auf 1,5 m verkürzt wurde, erschien 32 wieder. Ein dritter Apparat hatte nur 0,25 m Luft: hier war 32 am stärksten, dann folgte 30, dann 31. Endlich wurde bei dem ersten Apparat zwischen Collimator und Prisma ein mit Fluoritplatten verschlossenes Rohr von 4 m Länge eingeschaltet; war es voll Luft, so war 32 unsichtbar. Beim Auspumpen wird 31 immer stärker, dann erscheint 32 und übertrifft bald an Intensität 31. 30 ändert seine Intensität dabei sehr wenig, offenbar ein Zeichen dafür, dass gerade bei einer Wellenlänge von etwa 1950 ein starkes Ansteigen der Absorptionscurve für atmosphärische Luft beginnt. — Auch Schumann hat bei seinen Versuchen diese variablen Intensitätsverhältnisse der Aluminiumlinien vielfach beobachtet. Ueber den Verlauf der Absorption kommt er [1]) allerdings zu anderem Resultat; er findet, dass durch eine 17 m dicke Luftschicht sich 2024 noch ganz gut auf Trockenplatten photographiren lässt, durch 2 m 1852, dass dagegen die Wellenlänge 1700 schon durch 1 mm Luft vollständig zurückgehalten wird.[2])

547. Wenn man also kürzere Wellenlängen, als 32 Al erreichen will, muss man nicht nur den optischen Theil des Apparates aus Fluorit herstellen, sondern man muss den Apparat so bauen, dass man möglichst im Vacuum arbeiten kann. Aber wie der Versuch zeigt, kommt man auch dann noch nicht weiter, denn die gewöhnlichen Platten sind unbrauchbar. In früherer Zeit, wo man nicht mit nassen Platten arbeitete, war namentlich die Schicht von Höllensteinlösung, welche auf der Platte sitzt, Schuld an der Unmöglichkeit, die Al-Linien zu photographiren. Sie absorbirt die kurzen Wellen vollständig. Cornu (l. c.) gelang die Photographie nur dadurch, dass er seine Platten sorgfältig in Wasser abwusch. — Heute, wo wir die Trockenplatten gebrauchen, fällt diese Schwierigkeit fort, dafür aber zeigt sich, dass die Gelatine, in welche unser Bromsilber eingebettet ist, schon in enorm dünnen Schichten sehr stark absorbirt.

Zuerst hat wohl Chardonnet[3]) die Absorption durch Gelatine beobachtet, wenn auch sehr falsch: er giebt an, eine 3 mm dicke Schicht 5procentiger Gelatinelösung halte alle chemisch wirksamen Strahlen zurück, die Absorption beginne bereits in der Gegend von G. Dann hat sich Soret[4]) mit diesem Stoff beschäftigt, und findet, die Durchlässigkeit beginne bei 2267 stark abzunehmen. Er giebt eine Curve für die Durchlässigkeit. Hartley[5]) lässt eine 1 mm dicke Schicht fünfprocentiger Lösung auf einer Quarzplatte eintrocknen. Sie schwächt

---

1) V. Schumann, Wien. Ber. **102**, IIa. p. 429 u. ff. (1893).

2) V. Schumann, Wien. Ber. **102**, IIa. p. 691 (1893). Auch ich habe bei etwa 14 m Luftschicht im Arsenspectrum 2009 erreicht. Siehe Kayser und Runge, Abh. Berl. Akad. 1893.

3) de Chardonnet, Sur l'absorption des rayons ultra-violets par quelques milieux. C. R. **93**. p. 406—408 (1881).

4) J. L. Soret, Recherches sur l'absorption des rayons ultra-violets par diverses substances. Arch. sc. phys. et nat. (3) **10**. p. 423—494 (1883).

5) W. N. Hartley, Spectroscopic notes on the carbohydrates and albuminoids from grain. J. chem. Soc. **51**. p. 58—61 (1887).

das Spectrum schon von 2313 an merklich, lässt aber noch 2265 durch. Er macht schon auf die Wichtigkeit dieses Einflusses für die Anwendung der Trockenplatten aufmerksam, und auf die Thatsache, dass gewöhnlich Spectra nur bis 2146 geben, während er freilich auch solche Platten getroffen habe, die es bis 2024 geben.[1])

Die eingehendsten Versuche hat Schumann[2]) gemacht: nachdem er zuerst bemerkt, dass die Gelatine für Strahlen unter 2573 stark undurchlässig werde, und dass durch ein Häutchen von wenigen tausendsteln mm Dicke keine Welle unter 2367 hindurchgehe, stellt er sich Häutchen von einer Dicke zwischen 0,13 und 0,00004 mm her, indem er Lösungen von verschiedenem bekannnten Gehalt auf Quarzplatten eintrocknen lässt, und für die concentrirteste die Dicke misst; für den vorliegenden Zweck ist diese Methode sicher genau genug. Mit diesen Häutchen bedeckt er stets die eine Hälfte des Spaltes, während die andere frei bleibt, so dass er trotz Aenderungen in der Intensität des Funkens gut vergleichen kann. Ausserdem werden für jedes Häutchen eine ganze Reihe von Expositionszeiten genommen. Indem wir die ausführlichen Angaben übergehen, sei nur das Hauptresultat mitgetheilt; selbst bei der dünnsten Haut ist eine Absorption auf die kürzesten Wellen sichtbar, die Aluminiumlinie 32 braucht die 3 bis 4fache Belichtung, wie ohne Häutchen, und kürzere Wellen, die Schumann schon erhalten hatte, kommen auch bei sehr langen Expositionen gar nicht. — Bis zu $\lambda = 2573$ ist die Absorption der Gelatine schwach, wächst aber von hier an schnell, um bei 2267 schon so stark zu sein, dass ein Zehntel der Dicke der gewöhnlichen Trockenplatten (0,02 mm) alles zurückhält. Es ist danach klar, dass der Hauptgrund für das Versagen der Photographie bei den sehr kurzen Wellen weder im Quarz, noch wie man seit Cornu's Arbeiten meist annahm, in der Luft zu suchen ist, sondern in der Gelatine, deren starke Absorption zuerst einsetzt, wenn man von längeren zu kürzeren Wellen fortschreitet. Allerdings melden sich auch sehr bald die beiden anderen Absorptionen.

548. Schumann überzeugte sich, dass Collodium und Eiweiss, an die man als Träger des Silbersalzes neben Gelatine zunächst denkt, ebenso undurchsichtig sind. Es bleibt also nichts übrig, als reines Bromsilber zu verwenden. Aber ist dieses denn für die kürzeren Wellen überhaupt empfindlich? Das konnte entschieden werden, indem man untersuchte, ob es dieselben absorbirt. Schumann[2]) führte die Untersuchung für Silberbromid durch und fand, dass es in der That alle Wellen von D an bis zu den kleinsten damals bekannten absorbirt, also empfindlich ist. Zahlreiche mühsame Versuche führten nun Schumann[3]) zur Herstellung einer Platte mit reinem Bromsilber. Da

1) Auch J. Trowbridge and V. C. Sabine (Phil. Mag. (5) **26**. p. 316—317 [1888]) sagen, die Platten seien Schuld an dem Ende der photographischen Spectra, aber ohne einen Beweis zu versuchen.

2) V. Schumann, Wien. Ber. **102**, IIa. p. 457 u. ff. (1893).

3) V. Schumann, Ueber ein neues Verfahren zur Herstellung ultraviolettempfindlicher Platten. Wien. Ber. **102**, IIa. p. 994—1024 (1893).

dasselbe am Glase schlecht haftet, so muss die Platte zuerst mit einem Ueberzuge versehen werden: man übergiesst sie mit zweiprocentiger warmer Gelatinelösung und lässt trocknen. Nun stellt man sich das Bromsilber her, indem man nach irgend einer der Vorschriften eine Emulsion für Trockenplatten bereitet. Schumann findet, dass etwas Jodsilber in der Emulsion günstig wirkt, und giebt folgendes Recept:

„A) 6 g Bromkalium, 0,6 g Jodkalium, 1 g Gelatine, 100 g Wasser

B) 8,1 g Silbernitrat, 100 g Wasser.

Nach dem Schmelzen der aufgequollenen Gelatine beide Lösungen erwärmt auf 50° bis 60° C., B in sehr kleinen Portionen bei Dunkelkammerlicht in A gegossen, während dem öfters und tüchtig durchgeschüttelt, 1/2 Stunde in kochendes Wasser gestellt, auch dabei häufig geschüttelt, bis auf 40° abkühlen lassen, 4 cbc Ammoniak zugefügt, wieder geschüttelt, 1/2 Stunde entweder noch weiter abkühlen lassen oder im Wasserbade von nicht über 40° erwärmt, dann 64 cbc der Flüssigkeit in 4 l warmes Wasser, nicht über 40°, gegossen, durchgeschüttelt, filtrirt und nach ein- bis zweistündigem ruhigen Stehen das Jodbromsilber auf die in obengenannter Weise mit Gelatine präparirten Platten absetzen lassen.“ Die Platten werden nämlich nicht durch Auftragen von Bromsilber hergestellt, sondern indem man sie in die zuletzt genannte Flüssigkeit auf den Boden flacher Schalen legt. In der so stark verdünnten Emulsion sinkt das Bromsilber ganz langsam nieder und lagert sich in ganz gleichmässiger Schicht auf den Boden oder die dort liegenden Glasplatten. Sobald man bei dem schwachen rothen Licht die Platten in der Schale zu sehen anfängt — sie werden durch die aufgelagerte Bromsilberschicht sichtbar — ist die Schicht dick genug, und man muss die Flüssigkeit entfernen; das geht weder durch Abgiessen der Flüssigkeit, noch durch Herausnehmen der Platten — in beiden Fällen würde das meiste Bromsilber abschwimmen — sondern man saugt mit einem bis auf den Boden der Schale reichenden Heber die Flüssigkeit ab. Die Platten werden nun herausgenommen, nachdem man das capillar an ihrem Rande festgehaltene Wasser mit Filtrirpapier abgesaugt hat, und liegend staubfrei getrocknet. Sie müssen dann noch gewaschen werden, indem man sie eine Zeit lang in ruhig fliessendem oder stehendem Wasser liegen lässt, welches am besten zum Schluss wieder mit einem Heber beseitigt wird. Man hüte sich, wenn die Platte nass ist, mit den Fingern irgendwo den Rand der Schicht zu berühren.

Zum Entwickeln benutzt Schumann nur den Pyro-Soda-Entwickler nach der Vorschrift von Eder:

A) 100 g schwefligsaures Natron krystallisirt, 500 Wasser, 14 Pyrogallol und 6 Tropfen Schwefelsäure.

B) 50 g kryst. kohlensaures Natron und 500 Wasser.

Schumann nimmt je ein Volumen A und B nebst 3 bis 6 Volumina Wasser und etwas Bromkali. Das Bild entwickelt sich sehr schnell, in 1 bis 2 Minuten, mit braunschwarzer Farbe, dann beginnt die Platte zu schleiern und

muss sofort in die Fixage. Beim Fixiren und dem folgenden Waschen hat man natürlich wieder das leichte Abschwimmen der Schicht zu berücksichtigen.

Die Beschreibung lässt die Herstellung und Benutzung der Platte umständlicher und schwieriger erscheinen, als es in Wahrheit der Fall ist. Ich glaube der einzige zu sein, der das Verfahren von Schumann probirt hat, es geht ganz glatt; mit solchen von mir hergestellten Platten hat dann Runge [1]) die Aluminiumlinien photographirt und ihre Wellenlänge ermittelt. Für die gewöhnlichen ultravioletten Strahlen ist übrigens die Platte sehr wenig empfindlich, sie ist nur für die Wellen unter 2200 zu empfehlen. Später hat Schumann [2]) mitgetheilt, dass er ein neues Verfahren zur Herstellung von Platten ausgearbeitet habe, welches noch viel bessere Resultate, namentlich auch für längere Wellen empfindliche Platten, liefere, aber er hat es noch nicht veröffentlicht.

549. Wie man aus dem Besprochenen sieht, waren viele Schwierigkeiten und Vorarbeiten zu überwinden, ehe man in das Gebiet der kleinsten Wellenlängen eindringen konnte.[3]) Namentlich waren noch Apparate zu construiren, welche das Arbeiten im Vacuum gestatteten. Schumann hat mit ungewöhnlicher technischer Fertigkeit solche Apparate construirt und immer wieder verbessert, und sein endgültiges Vacuumspectroscop ist ein wahres Kunstwerk. Nach diesen Vorarbeiten ist er nun Schritt für Schritt vorgedrungen und hat Emissionsspectra einer grossen Anzahl Metalle, namentlich aber des Wasserstoffs und der Luft ausserordentlich weit verfolgen können. Die Aufnahmen sind mit Fluoritprisma gemacht, und da man die Dispersion desselben in diesem Gebiet nicht kennt, so ist es natürlich unmöglich, Angaben in Wellenlängen zu machen; wenn man aber vom bekannten Gebiete aus extrapolirt, so kann man mit gutem Rechte annehmen, dass die im Wasserstoffspectrum erreichten Linien höchstens eine Wellenlänge von 1000 A. E. besitzen. Schumann hat auch Versuche mit einem Rowland'schen Gitter ausgeführt, hat damit aber vorläufig die kürzesten Wellen nicht photographiren können. Dagegen ist ihm die ungefähre Bestimmung einer besonders characteristischen Linie des Wasserstoffs gelungen: sie fand sich zu 1620 A. E.[4])

550. Nachdem wir so die speciellen Methoden für die photographische

1) C. Runge, Die Wellenlängen der ultravioletten Aluminiumlinien. Wied. Ann. **55**. p. 44—48 (1895).

2) V. Schumann, Von den brechbarsten Strahlen und ihrer Aufnahme, Eder's Jahrb. f. Photogr. 1896. p. 42—45.

3) Ich möchte, um eine kurze Bezeichnung für diese Strahlen zu haben, um nicht immer sagen zu müssen: „Strahlen, deren Wellenlänge kleiner ist als die der Aluminiumlinie 32", vorschlagen, die Strahlen nach ihrem Entdecker Schumann'sche Strahlen zu nennen.

4) Die Hauptabhandlungen von V. Schumann auf diesem Gebiet sind: Zur Photographie der brechbarsten Strahlen, Photogr. Rundschau 1890. Ueber ein bisher unbekanntes Lichtgebiet von grosser photographischer Energie, Photogr. Rundschau 1892. — Ueber die Photographie des Gitterspectrums bis zur Wellenlänge 1000 A. E. im luftleeren Raume, Photogr. Rundschau 1792. — Wien. Ber. **102**, IIa. p. 415—475, 625—694, 944—1024 (1893).

Untersuchung des Ultraroth und Ultraviolett besprochen haben, ist noch einiges über die photographischen Apparate hinzuzufügen.

Der bei weitem beste Apparat, über den wir heute zu diesem Zwecke verfügen, ist das Rowland'sche Concavgitter. Es befreit uns von all den sehr bedeutenden Schwierigkeiten, die wir bei den übrigen Apparaten mit Linsen finden, nämlich von den Fehlern, die durch sphärische und chromatische Abweichungen hervorgerufen werden. Es befreit uns ferner, und das ist ein Hauptvorzug des Reflexionsgitters, von den absorbirenden Eigenschaften der Substanz der Prismen und Linsen, und ist daher gleich geeignet für Ultraroth wie für Ultraviolett. Es giebt gleichzeitig bei weitem die genauesten Bestimmungen der Wellenlängen, da es uns ein normales Spectrum liefert. Der einzige Nachtheil ist die geringe Lichtstärke der Spectra: theoretisch ist ja nur etwa $\frac{1}{40}$ des einfallenden Lichtes in dem Spectrum erster Ordnung vorhanden; wenn das auch practisch nicht zutrifft, so wird man doch zufrieden sein, wenn man $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{15}$ des einfallenden Lichtes zur Verfügung hat. So ergiebt sich, dass man für sehr lichtschwache Spectra vielfach auf Prismen angewiesen ist, die noch den Vortheil bieten, in dem schlechter photographisch wirksamen Theil der langen Wellen das Licht zusammenzudrängen und so gewissermaassen die Abnahme der Empfindlichkeit zu compensiren. Auch wenn man sehr kleine Dispersion und auflösende Kraft wünscht, was z. B. bei Absorptionsspectren mit ganz unscharfen Banden der Fall ist, wird im Allgemeinen das Prisma vorzuziehen sein.

Man kann natürlich auch ebene Gitter verwenden und musste das, bevor Rowland seine Concavgitter erfunden hatte. Man nahm anfangs Glasgitter, die man in durchgehendem Lichte benutzte, dann hat man aber die Absorption des Glases in Kauf zu nehmen. Für die kürzeren Wellen versuchte Cornu[1]) ein Gitter auf einer Quarzplatte zu theilen, aber ohne genügenden Erfolg, und benutzte dann das Gitter in Reflexion. Wesentlich besser sind dabei natürlich die auf Spiegelmetall getheilten Gitter. Aber überhaupt sind ebene Gitter für die Photographie nicht zu empfehlen; man behält eben die Schwierigkeiten, welche die Linsen mit sich bringen, und der Concavgitterapparat ist lichtstärker, weil die Reflexion und Absorption der Linsen fortfällt. Ich sage das trotz der vortrefflichen Resultate, die mit Plangittern auch heute noch, z. B. durch Hasselberg, erreicht werden. Aber erstens photographirt Hasselberg die Wellen unter 3000 nicht, und die Schwierigkeiten wachsen enorm mit abnehmender Wellenlänge, und zweitens bin ich nach meinen Erfahrungen überzeugt, dass sich mit dem Concavgitter gleiche Resultate leichter erreichen lassen. Noch wäre erwähnenswerth, dass Rowland, wie ich einer persönlichen Mittheilung entnehme, ein Gitter auf einer planparallelen Fluorit-

---

1) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultraviolette. Ann. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

platte getheilt hat; zur Wellenlängenbestimmung Schumann'scher Strahlen könnte dasselbe von grosser Bedeutung werden.

Liveing und Dewar[1]) führen als Vortheil des Gebrauchs ebener Gitter und Linsen gegenüber dem Concavgitter an, dass wegen der chromatischen Abweichungen der Linsen die Spectra verschiedener Ordnungen, die zusammenfallen, nicht gleichzeitig scharf sind, man also ohne weiteres nur ein Spectrum photographirt. Ich möchte das nicht gelten lassen, denn das Zusammenfallen ist oft genug für Bestimmung der Wellenlängen von grosser Wichtigkeit, ferner kann man meist durch bald zu besprechende Hülfsmittel die unerwünschten Farben beseitigen und endlich müssen die Spectra leiden, wenn man gleichzeitig ein ganz verschwommenes anderes Spectrum auf der Platte hat, welches einen mehr oder weniger starken Schleier bilden muss.

Die Aufstellung und der Gebrauch der Concavgitter ist früher ausführlich besprochen[2]), wir brauchen hier nicht mehr darauf einzugehen. Für

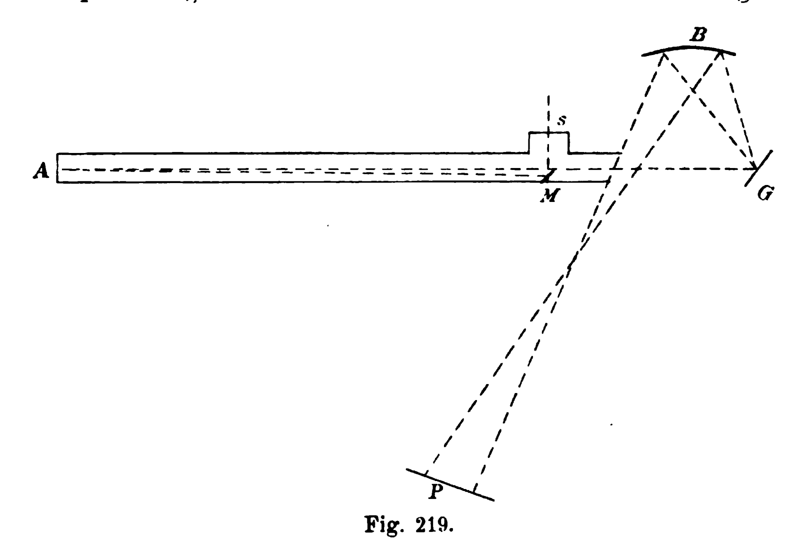


Fig. 219.

Plangitter kann man jedes beliebige zum Photographiren eingerichtete Spectroscop, — man pflegt dieselben wohl Spectrographen zu nennen —, gebrauchen, indem man einfach das Prisma durch das Gitter ersetzt. Doch sind auch einige besondere Apparate vorgeschlagen worden, welche kurz erwähnt seien: Abney[3]) empfand bei seiner Photographie des ultrarothen Sonnenspectrums mittelst Gitter die grosse Schwierigkeit der chromatischen Abweichung der Linsen und ersetzte sie durch zwei Hohlspiegel. Sein Apparat ist in Fig. 219 abgebildet: s ist der Spalt. Die Strahlen fallen auf einen ebenen Spiegel M, dann auf einen Hohlspiegel A, in dessen Brennpunkt der virtuelle Spalt steht,

1) G. D. Liveing and J. Dewar, On the ultra-violet spectra of the elements. Phil. Trans. **174**, I. p. 187—222 (1883) und Phil. Trans. **179**, I. p. 231—256 (1888).

2) Siehe § 445.

3) W. de W. Abney, On the photographic method of mapping the least refrangible end of the solar spectrum. Phil. Trans. **171** II. p. 653—667 (1880).

gelangen parallel auf das Gitter G, worauf von dem Hohlspiegel B ein Bild auf der Platte P entworfen wird. Hutchins[1]) benutzt Autocollimation: der Spalt befindet sich im Brennpunkt einer grossen Linse mit 40 Fuss Brennweite. Die parallel gemachten Strahlen fallen auf das ebene Gitter, irgend eine Wellenlänge gelangt als paralleles Licht nach der Linse zurück, die ein Bild entwirft, etwas über oder unter dem Spalt, wenn das Gitter ein wenig geneigt ist. Der Apparat hat den früher besprochenen Fehler der Autocollimation: diffuses Licht durch Reflexion an der Linsenfläche. Ganz denselben Apparat schlägt Ebert[2]) vor. Er giebt an derselben Stelle eine zweite Construction, deren Vorzug sein soll, dass sie mit einem Hohlspiegel auskommt, Fig. 220. Sie ist ganz unbrauchbar, denn wie man leicht sieht, gehen ausser den gezeichneten Strahlen andere vom Spalt S aus, welche durch den Hohlspiegel F direct auf die Platte P geworfen werden. Ausserdem ist zu bemerken, dass zwar nur ein Spiegel benutzt wird, aber von doppeltem Durchmesser.

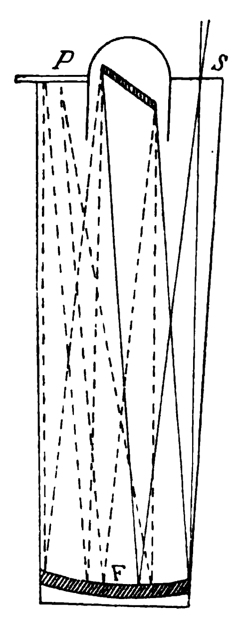


Fig. 220.

Einige Constructionen von Wadsworth sind früher erwähnt worden.[3])

551. Ein Spectrograph mit Prisma ist principiell nichts anderes, als ein gewöhnliches Spectroscop, bei welchem an Stelle des Fadenkreuzes die photographische Platte gebracht ist. In der That hat man vielfach einen gewöhnlichen Apparat so eingerichtet, dass das Ocular fortgenommen und an seine Stelle eine kleine Cassette gebracht werden kann; auf dasselbe kommt es hinaus wenn man das ganze Fernrohr abnimmt und eine photographische Camera vor dem Prisma aufstellt, welche natürlich auf ∞ eingestellt werden muss, um scharfe Spectra zu zeigen. So hat man in der ersten Zeit vielfach photographirt, z. B. Lockyer. Seine Einrichtung findet sich in so vielen Büchern abgebildet, dass ich sie nicht zu geben brauche.

Wohl den ersten Spectropraph, noch dazu mit 2 Prismen und einer Linse von Quarz, hat Crookes[4]) gebaut. Die nebenstehende Fig. 221 giebt eine,

1) C. C. Hutchins, A new photographic spectroscope. Amer. J. (3) **34**. p. 58—59 (1887), auch Phil. Mag. (5) **24**. p. 223—224 (1887).

2) H. Ebert, Zwei Formen von Spectographen. Wied. Ann. **38**. p. 479—493 (1889).

3) Der Merkwürdigkeit halber sei erwähnt, dass C. P. Smyth im Jahre 1890 als etwas ganz Neues entdeckt, dass man mit Gittern das Ultraviolett photographiren könne: „Some degree of power in photography to record further into the spectrum than the human eye has long been well known; but in this instance there has been supposed proof obtained of a positive incapacity of the gratings metal substance to reflect ultra-violet, or even violet light. Yet here this accusation has been shown to be false the moment, photography was applied.“ Rep. Brit. Ass. 1890, p. 750—751. Dabei hat sich Smyth seit mehr als 30 Jahren andauernd mit Spectroscopie beschäftigt.

4) W. Crookes, J. photogr. Soc. **1**. p. 77 und 98 (1853), **2**. p. 293 (1854)*, nach Eder, Wien. Ber. **90**. II, p. 1097—1143 (1884).

Skizze desselben: S ist der Spalt an dem um A drehbaren Collimator, L die Linse. Auch die Camera ist um A drehbar und ausziehbar.

Einen sehr einfachen, aber für manche Zwecke, z. B. zum Erproben der Farbenempfindlichkeit von Platten, für Absorptionsspectra u. s. w., ganz brauch-

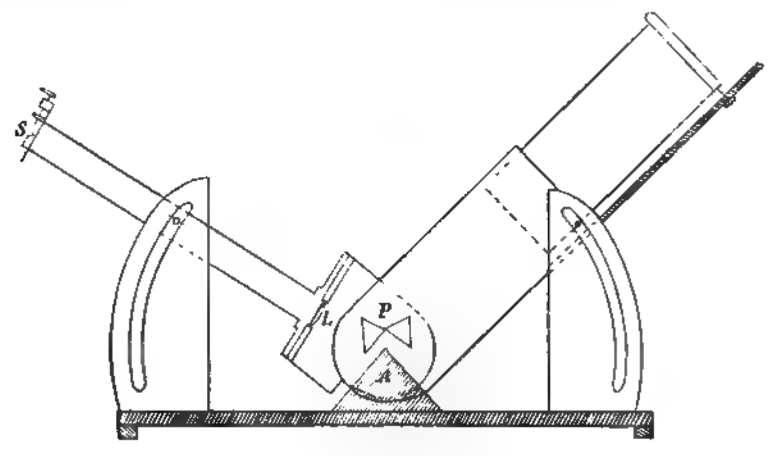


Fig. 221.

baren Apparat hat H. W. Vogel[1]) hergestellt, Fig. 222. Ein Taschenspectroscop ist an Stelle des Objectivs an eine kleine Camera gesetzt. Die Vorderwand der Camera ist aus einer Jalousie gebildet, so dass man das Spectroscop senkrecht zur Richtung der von ihm erzeugten Spectren verschieben und damit eine grosse Anzahl von Aufnahmen neben einander auf

Fig. 222.

die Platte bringen kann. Es ist kein besonderes Objectiv vorhanden, sondern die im Spectroscop befindliche Linse entwirft das Bild. Das Spectroscop lässt sich in einem Rohr herein und herausschieben, wodurch man scharf einstellen kann. Ganz ähnliche Apparate haben v. Gothard und Konkoly[2]) gebaut

1) H. W. Vogel, Beschreibung eines höchst einfachen Apparates, um das Spectrum zu photographiren. Pogg. Ann. **154**. p. 306—307 (1875). Siehe auch Pogg. Ann. **156**. p. 319—325 (1875).

2) Siehe N. v. Konkoly, Practische Anleitung zur Himmelsphotographie u. s. w. Halle. bei W. Knapp 1887. p. 137.

und Steinheil für Eder[1]). Vogel[2]) hat auch einen grösseren Spectrographen mit zwei Prismen bauen lassen, dessen Ansicht Figur 223 giebt, die ohne Weiteres verständlich ist. Das Instrument ist auf einem Fuss aufgestellt, so dass es um eine Axe drehbar ist, welche der Mitte der die Prismen enthaltenden Trommel entspricht. Dadurch kann das Collimatorrohr leicht parallel den einfallenden Sonnenstrahlen gestellt werden. Ein principiell identisches, nur complicirteres Instrument baute Steinheil für Eder[1]). —

Fig. 223.

Lohse[3]) bringt an einer Camera an Stelle des Objectivs ein Rohr an, welches enthält: Spalt, Collimatorlinse, gradsichtiges Prisma nach Wernicke, Linse. — v. Gothard[4]) hat ein ähnliches Instrument gebaut.

552. Es giebt noch eine Unzahl derartiger Einrichtungen, welche aber nichts Neues zeigen, sondern nur in der Form verschieden sind, je nach der Art des benutzten Prismas, der Zahl der Prismen u. s. w. So lange man, wie bei dem ersten der genannten Vogel'schen Instrumente, kleine Disper-

1) J. M. Eder, Wien. Ber. 90 II. p. 1097—1143 (1884).

2) Siehe: Bericht über die wissenschaftlichen Instrumente auf der Berliner Gewerbeausstellung im Jahre 1879, Berlin, bei Springer, p. 380—385.

3) O. Lohse, Beschreibung eines Spectrographen mit Flüssigkeitsprisma. Zs. f. Instrkde. 5. p. 11—13 (1885).

4) Siehe das unter 2) vor. Seite genannte Werk, wo sich p. 154—163 eine ausführliche Beschreibung und Abbildungen finden.

sion und kleine Brennweite der bildererzeugenden Linse benutzt, kann man die photographische Platte senkrecht gegen die Axe der Bildlinse stellen; die Differenz der Brennweiten für die verschiedenen Theile des Spectrums ist dann so gering, dass man es nicht wesentlich merkt, falls die Linse einigermaassen achromatisirt ist. Sobald aber Dispersion und Brennweite wachsen, wird das anders. Dann werden die Differenzen der Brennweiten so bedeutend, dass die Platte schief gegen die Axe der photographischen Linse gestellt werden muss, um ein grösseres Stück des Spectrums gleichzeitig scharf zu erhalten. Die Camera muss daher so eingerichtet werden, dass man den die Einstellscheibe oder Cassette tragenden Theil unter einen beliebigen, womöglich messbaren Winkel gegen die Strahlenaxe stellen kann. Je nach der beobachteten Partie des Spectrums muss die Neigung geändert werden, was sich nur empirisch machen lässt.

Die Fläche, auf welcher das ganze Spectrum scharf liegen würde, und welcher sich eigentlich die photographische Platte anschmiegen sollte, wird nun natürlich keine Ebene sein, sondern eine beliebig gekrümmte Cylinderfläche. Die Gestalt dieser Bildebene ist für jeden einzigen Apparat eine besondere, nur empirisch durch Versuche zu ermittelnde. Sie hängt ebensowohl von den dispergirenden Eigenschaften des Prismas, als von den Eigenschaften der Linse, der Art von deren Achromatisirung u. s. w. ab. Je schwächer gekrümmt die Fläche ist, ein desto grösseres Stück des Spectrums kann man gleichzeitig scharf auf einer ebenen Platte erhalten; man wird dabei natürlich die Platte nicht so stellen, dass sie die Bildfläche tangirt — dabei würde das Bild in der Mitte am schärfsten werden — sondern so, dass sie von ihr an zwei Stellen, etwa in $^1/_4$ und $^3/_4$ geschnitten wird. Da der Brechungsexponent angenähert umgekehrt proportional dem Quadrat der Wellenlänge ist, so nimmt die Krümmung der Bildfläche, wenigstens bei nicht achromatisirten Linsen, immer schneller zu, wenn man sich den kürzeren Wellen nähert, und in Folge davon wird das Stück des Spectrums, welches gleichzeitig scharf zu erhalten ist, immer kleiner. Wenn man sich mit einer geringen Länge des Spectrums begnügt, so dass dasselbe von Roth bis ins äusserste Ultraviolett etwa 30 cm Länge nicht übersteigt, so ist die besprochene Schwierigkeit, wie gesagt, nicht so gross; man kann dann ganz gut das ganze Spectrum auf einer ebenen Platte scharf erhalten. Hartley[1]) empfiehlt dazu die Mitte der Platte so zu stellen, dass eine Linie z. B. des Cadmiums, scharf ist, und dann die Platte um den Ort dieser Linie zu drehen, bis an einem Ende der Platte die Linien kleinster Wellenlänge scharf sind. Dann wird das ganze Spectrum genügend scharf sein.[2])

553. Prismen und Linsen aus Glas gestatten das Spectrum etwa bis

---

1) W. N. Hartley, Description of the instruments and processes employed in photographing ultraviolet spectra. Dubl. Proc. (2) **3**. p. 93—107 (1883).

2) Verschiedene recht nützliche Bemerkungen über die Einstellung und Justirung eines Spectrographen findet man bei J. Hartmann, Bemerkungen über den Bau und die Justirung von Spectrographen. Zs. f. Instrkde. **20**. p. 17—27, 47—58 (1900).

und Steinheil für Eder[1]). Vogel[2]) hat auch einen […]
graphen mit zwei Prismen bauen lassen, dessen A[…]
die ohne Weiteres verständlich ist. Das Instrumen[…]
gestellt, so dass es um eine Axe drehbar ist, wel[…]
enthaltenden Trommel entspricht. Dadurch […]
parallel den einfallenden Sonnenstrahlen […]
identisches, nur complicirteres Instrume[…]

[…]muss man zu […]gs durch seine […]macht. Müller[1]) […]Doppelbrechung des […] optische Axe nicht […]en steht. Wegen der […]ber einander und stören […]isma so schleift, dass die […]halbirenden Ebene steht, da […]e Strahl parallel der Axe das […]derer Fehler auf: wegen der Rota- […]e Richtung der Axe tritt wieder eine […] klare Spectralbilder erzeugt. Cornu[2]) hat […], indem er das Prisma aus zwei Hälften zu- […] die eine aus rechts drehendem Quarz besteht, die […]. Dasselbe Princip ist dann auch auf die Linsen […] werden so geschnitten, dass die optische Axe mit der […], aber die eine Linse ist aus Rechtsquarz, die andere […]acht.

[…]tische Aberration der Quarzlinsen macht sich sehr störend […] berechnete die Linse bester Form, es ist nahezu die […]Gestalt, wenn die convexe Seite dem Prisma zugekehrt ist.

Zuerst […] Mascart[5]), dann von vielen anderen, z. B. auch von Cornu[6]) […] Prisma aus Kalkspath benutzt worden. Cornu empfiehlt ein Prisma […] dessen brechende Kante parallel der optischen Axe ist. Es hat vor Quarz den Vortheil grösserer Dispersion, aber es lässt nur Strahlen bis zur Wellenlänge 2100 durch.[7]) In geringer Dicke stört die Absorption nicht so. Cornu[8]) hat daher den Doppelspath benutzen können, um daraus in Verbindung mit Quarz achromatische Linsen herzustellen, welche allenfalls noch die Wellenlänge 1990 durchlassen. Sie sind für die ganze Ausdehnung des ultravioletten Sonnenspectrums achromatisch, und wenn auch die Bildebene nicht ganz eben ist, so kann man doch von F bis U auf einer Platte photographiren. Die nebenstehende Fig. 224 nach Cornu giebt am einfachsten ein Bild von der Leistung der Linse: als Abscissen sind die Minimalablenkungen eines

1) F. Müller, Die Photographie des Spectrums. Pogg. Ann. 109. p. 151—157 (1860).

2) A. Cornu, Spectroscope destiné à l'observation des radiations ultra-violets. J. de phys. 8. p. [illegible] 191 (1879).

3) […] können mit Wasser oder Glycerin verbunden werden.

4) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Anc. éc. norm. (2) 9. p. 21—106 (1880).

5) E. Mascart, Détermination des longueurs d'onde des rayons lumineux et des rayons ultra-violets. C. R. 58. p. 1111—1114 (1864).

6) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) 3. p. [illegible] (1874).

7) J. L. Soret, Arch. sc. phys. et nat. (2) 61. p. 322—359 (1878).

ᴾrismas aus Kalkspath aufgetragen, 2,5 mm pro Grad, und die
ıiumlinien, als Ordinaten die Verstellung des Fernrohrs für
ᵛellenlänge, wenn das Collimatorrohr unverändert gelassen
ᵇezieht sich auf eine einfache Linse aus Quarz, die B auf
auf die achro-
ᶻ und Kalk-
ᵒn ist ge-
ʼius der
51 F,
..ere Seite
..1 F, äussere
ɪ die Brennweite für
..ı bedeutet. Die beiden Lin-
ĸönnen verkittet werden durch einen Tropfen Wasser oder Glycerin, nicht durch Canadabalsam, da dieser die kurzen Wellen absorbirt schon von 3640 an. Diese Linsen sind für das Sonnenspectrum berechnet, so dass die Abweichungen der Curve symmetrisch zur Cadmiumlinie 10 sind. Für kürzere Wellen, als von der Sonne zu uns gelangen, würde man den Krümmungsradius des Quarzes etwas kleiner zu nehmen haben, dadurch rückt die Stelle, in Bezug auf welche die Curve symmetrisch ist, zu kürzeren Wellen [1].) Vorzügliche Achromate aus Quarz und Kalkspath habe ich bei A. Hilger in London gesehen.

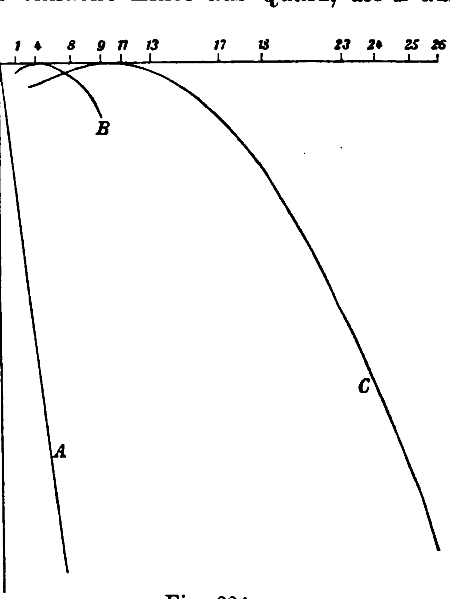


Fig. 224.

Später hat Cornu [2]) den Kalkspath durch Flussspath ersetzt. Durch diese Objective kann man auch die letzten Aluminiumlinien erhalten. Auch Zeiss stellt solche Linsen her [3].)

Schumann [4]) hat die Quarz-Flusspath-Achromate nicht geeignet gefunden, und auch Deslandres [5]) zieht einfache Linsen vor.

554. Die Apparate mit Quarzprismen sind in ihrer Anordnung von denen mit Glas natürlich nicht wesentlich verschieden; nur muss, da man ein grösseres Gebiet von Wellenlängen erhalten will, die Camera stärker schief gestellt werden können gegen die Axe der bilderzeugenden Linse. Bei den bisher er-

1) W. H. Stowe theilt mit, dass er schon 1876 eine achromatische Linse aus Quarz und Kalkspath habe anfertigen lassen. Nat. **20**. p. 338 (1879).

2) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette (Deuxième partie). Ann. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

3) Th. Simon, Ueber Dispersion ultravioletter Strahlen. Wied. Ann. **53**. p. 542—558 (1894).

4) V. Schumann, Ueber die Photographie des Gitterspectrums bis zur Wellenlänge 1000 A. E. im luftleeren Raume. Photogr. Rundschau 1892, Heft 11.

5) M. H. Deslandres, Spectres de bandes ultra-violets des métalloides, avec une faible dispersion. Thèses présentées à la faculté des sciences de Paris. 1888, p. 32. Auch Ann. chim. et phys. (6) **15**. p. 5—86 (1888).

zur Wellenlänge 3500 zu verfolgen; will man weiter gehen, so muss man zu dem durchlässigeren Quarz greifen. Derselbe hat aber Anfangs durch seine sonstigen optischen Eigenschaften grosse Schwierigkeiten gemacht. Müller[1]) klagt sehr über das Auftreten zweier Spectra wegen der Doppelbrechung des Quarzes, sobald das Prisma so geschnitten ist, dass die optische Axe nicht parallel den unter dem Minimum durchgehenden Strahlen steht. Wegen der schwachen Doppelbrechung fallen die beiden Spectra über einander und stören sich. Das lässt sich vermeiden, indem man das Prisma so schleift, dass die Axe senkrecht auf der den brechenden Winkel halbirenden Ebene steht, da dann jeder unter dem Minimum durchgehende Strahl parallel der Axe das Prisma durchläuft. Aber nun tritt ein anderer Fehler auf: wegen der Rotationspolarisation des Quarzes für die Richtung der Axe tritt wieder eine Doppelbrechung auf, die ganz unklare Spectralbilder erzeugt. Cornu[2]) hat auch dies zu überwinden gelehrt, indem er das Prisma aus zwei Hälften zusammensetzt[3]), von denen die eine aus rechts drehendem Quarz besteht, die andere aus links drehendem. Dasselbe Princip ist dann auch auf die Linsen übertragen worden: sie werden so geschnitten, dass die optische Axe mit der Linsenaxe zusammenfällt, aber die eine Linse ist aus Rechtsquarz, die andere aus Linksquarz gemacht.

Auch die sphärische Aberration der Quarzlinsen macht sich sehr störend bemerkbar. Cornu[4]) berechnete die Linse bester Form, es ist nahezu die planconvexe Gestalt, wenn die convexe Seite dem Prisma zugekehrt ist.

Zuerst von Mascart[5]), dann von vielen anderen, z. B. auch von Cornu[6]) ist ein Prisma aus Kalkspath benutzt worden. Cornu empfiehlt ein Prisma von 60°, dessen brechende Kante parallel der optischen Axe ist. Es hat vor Quarz den Vortheil grösserer Dispersion, aber es lässt nur Strahlen bis zur Wellenlänge 2100 durch.[7]) In geringer Dicke stört die Absorption nicht so. Cornu[2]) hat daher den Doppelspath benutzen können, um daraus in Verbindung mit Quarz achromatische Linsen herzustellen, welche allenfalls noch die Wellenlänge 1990 durchlassen. Sie sind für die ganze Ausdehnung des ultravioletten Sonnenspectrums achromatisch, und wenn auch die Bildebene nicht ganz eben ist, so kann man doch von F bis U auf einer Platte photographiren. Die nebenstehende Fig. 224 nach Cornu giebt am einfachsten ein Bild von der Leistung der Linse: als Abscissen sind die Minimalablenkungen eines

1) J. Müller, Die Photographie des Spectrums. Pogg. Ann. **109**. p. 151—157 (1860).

2) A. Cornu, Spectroscope destiné à l'observation des radiations ultra-violets. J. de phys. **8**. p. 185—193 (1879).

3) Sie können mit Wasser oder Glycerin verbunden werden.

4) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Anc. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

5) E. Mascart, Détermination des longueurs d'onde des rayons lumineux et des rayons ultraviolets. C. R. **58**. p. 1111—1114 (1864).

6) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **3**. p. 421—434 (1874).

7) J. L. Soret, Arch. sc. phys. et nat. (2) **61**. p. 322—359 (1878).

60gradigen Prismas aus Kalkspath aufgetragen, 2,5 mm pro Grad, und die Lage der Cadmiumlinien, als Ordinaten die Verstellung des Fernrohrs für die betreffende Wellenlänge, wenn das Collimatorrohr unverändert gelassen wird. Die Curve A bezieht sich auf eine einfache Linse aus Quarz, die B auf eine Crownglaslinse, C auf die achromatische Linse aus Quarz und Kalkspath. Die Form der Linsen ist gegeben durch: Krümmungsradius der äusseren Seite des Quarzes: 0,4151 F, innere Seite: 0,3631 F, innere Seite des Kalkspathes; 0,3631 F, äussere Seite: ∞, wobei F die Brennweite für die D-Linien bedeutet. Die beiden Linsen können verkittet werden durch einen Tropfen Wasser oder Glycerin, nicht durch Canadabalsam, da dieser die kurzen Wellen absorbirt schon von 3640 an. Diese Linsen sind für das Sonnenspectrum berechnet, so dass die Abweichungen der Curve symmetrisch zur Cadmiumlinie 10 sind. Für kürzere Wellen, als von der Sonne zu uns gelangen, würde man den Krümmungsradius des Quarzes etwas kleiner zu nehmen haben, dadurch rückt die Stelle, in Bezug auf welche die Curve symmetrisch ist, zu kürzeren Wellen[1].) Vorzügliche Achromate aus Quarz und Kalkspath habe ich bei A. Hilger in London gesehen.

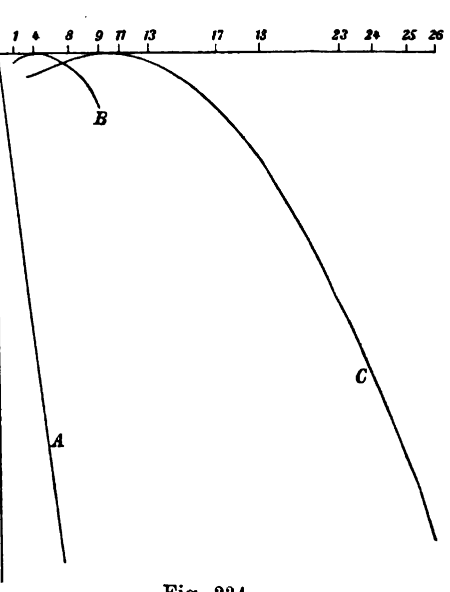


Fig. 224.

Später hat Cornu[2]) den Kalkspath durch Flussspath ersetzt. Durch diese Objective kann man auch die letzten Aluminiumlinien erhalten. Auch Zeiss stellt solche Linsen her[3].)

Schumann[4]) hat die Quarz-Flusspath-Achromate nicht geeignet gefunden, und auch Deslandres[5]) zieht einfache Linsen vor.

554. Die Apparate mit Quarzprismen sind in ihrer Anordnung von denen mit Glas natürlich nicht wesentlich verschieden; nur muss, da man ein grösseres Gebiet von Wellenlängen erhalten will, die Camera stärker schief gestellt werden können gegen die Axe der bilderzeugenden Linse. Bei den bisher er-

1) W. H. Stowe theilt mit, dass er schon 1876 eine achromatische Linse aus Quarz und Kalkspath habe anfertigen lassen. Nat. **20**. p. 338 (1879).

2) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette (Deuxième partie). Ann. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

3) Th. Simon, Ueber Dispersion ultravioletter Strahlen. Wied. Ann. **53**. p. 542—558 (1894).

4) V. Schumann, Ueber die Photographie des Gitterspectrums bis zur Wellenlänge 1000 A. E. im luftleeren Raume. Photogr. Rundschau 1892, Heft 11.

5) M. H. Deslandres, Spectres de bandes ultra-violets des métalloides, avec une faible dispersion. Thèses présentées à la faculté des sciences de Paris. 1888, p. 32. Auch Ann. chim. et phys. (6) **15**. p. 5—86 (1888).

zur Wellenlänge 3500 zu verfolgen; will man weiter gehen, so muss man zu dem durchlässigeren Quarz greifen. Derselbe hat aber Anfangs durch seine sonstigen optischen Eigenschaften grosse Schwierigkeiten gemacht. Müller[1]) klagt sehr über das Auftreten zweier Spectra wegen der Doppelbrechung des Quarzes, sobald das Prisma so geschnitten ist, dass die optische Axe nicht parallel den unter dem Minimum durchgehenden Strahlen steht. Wegen der schwachen Doppelbrechung fallen die beiden Spectra über einander und stören sich. Das lässt sich vermeiden, indem man das Prisma so schleift, dass die Axe senkrecht auf der den brechenden Winkel halbirenden Ebene steht, da dann jeder unter dem Minimum durchgehende Strahl parallel der Axe das Prisma durchläuft. Aber nun tritt ein anderer Fehler auf: wegen der Rotationspolarisation des Quarzes für die Richtung der Axe tritt wieder eine Doppelbrechung auf, die ganz unklare Spectralbilder erzeugt. Cornu[2]) hat auch dies zu überwinden gelehrt, indem er das Prisma aus zwei Hälften zusammensetzt[3]), von denen die eine aus rechts drehendem Quarz besteht, die andere aus links drehendem. Dasselbe Princip ist dann auch auf die Linsen übertragen worden: sie werden so geschnitten, dass die optische Axe mit der Linsenaxe zusammenfällt, aber die eine Linse ist aus Rechtsquarz, die andere aus Linksquarz gemacht.

Auch die sphärische Aberration der Quarzlinsen macht sich sehr störend bemerkbar. Cornu[4]) berechnete die Linse bester Form, es ist nahezu die planconvexe Gestalt, wenn die convexe Seite dem Prisma zugekehrt ist.

Zuerst von Mascart[5]), dann von vielen anderen, z. B. auch von Cornu[6]) ist ein Prisma aus Kalkspath benutzt worden. Cornu empfiehlt ein Prisma von 60°, dessen brechende Kante parallel der optischen Axe ist. Es hat vor Quarz den Vortheil grösserer Dispersion, aber es lässt nur Strahlen bis zur Wellenlänge 2100 durch.[7]) In geringer Dicke stört die Absorption nicht so. Cornu[2]) hat daher den Doppelspath benutzen können, um daraus in Verbindung mit Quarz achromatische Linsen herzustellen, welche allenfalls noch die Wellenlänge 1990 durchlassen. Sie sind für die ganze Ausdehnung des ultravioletten Sonnenspectrums achromatisch, und wenn auch die Bildebene nicht ganz eben ist, so kann man doch von F bis U auf einer Platte photographiren. Die nebenstehende Fig. 224 nach Cornu giebt am einfachsten ein Bild von der Leistung der Linse: als Abscissen sind die Minimalablenkungen eines

1) J. Müller, Die Photographie des Spectrums. Pogg. Ann. **109**. p. 151—157 (1860).

2) A. Cornu, Spectroscope destiné à l'observation des radiations ultra-violets. J. de phys. **8**. p. 185—193 (1879).

3) Sie können mit Wasser oder Glycerin verbunden werden.

4) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Anc. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

5) E. Mascart, Détermination des longueurs d'onde des rayons lumineux et des rayons ultraviolets. C. R. **58**. p. 1111—1114 (1864).

6) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **3**. p. 421—434 (1874).

7) J. L. Soret, Arch. sc. phys. et nat. (2) **61**. p. 322—359 (1878).

60gradigen Prismas aus Kalkspath aufgetragen, 2,5 mm pro Grad, und die Lage der Cadmiumlinien, als Ordinaten die Verstellung des Fernrohrs für die betreffende Wellenlänge, wenn das Collimatorrohr unverändert gelassen wird. Die Curve A bezieht sich auf eine einfache Linse aus Quarz, die B auf eine Crownglaslinse, C auf die achromatische Linse aus Quarz und Kalkspath. Die Form der Linsen ist gegeben durch: Krümmungsradius der äusseren Seite des Quarzes: 0,4151 F, innere Seite: 0,3631 F, innere Seite des Kalkspathes; 0,3631 F, äussere Seite: ∞, wobei F die Brennweite für die D-Linien bedeutet. Die beiden Linsen können verkittet werden durch einen Tropfen Wasser oder Glycerin, nicht durch Canadabalsam, da dieser die kurzen Wellen absorbirt schon von 3640 an. Diese Linsen sind für das Sonnenspectrum berechnet, so dass die Abweichungen der Curve symmetrisch zur Cadmiumlinie 10 sind. Für kürzere Wellen, als von der Sonne zu uns gelangen, würde man den Krümmungsradius des Quarzes etwas kleiner zu nehmen haben, dadurch rückt die Stelle, in Bezug auf welche die Curve symmetrisch ist, zu kürzeren Wellen [1].) Vorzügliche Achromate aus Quarz und Kalkspath habe ich bei A. Hilger in London gesehen.

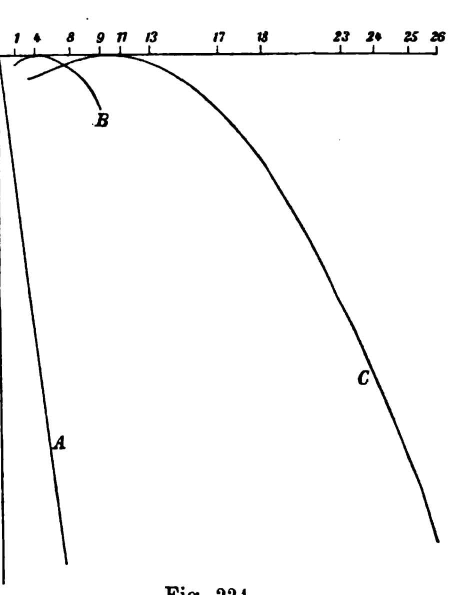


Fig. 224.

Später hat Cornu [2]) den Kalkspath durch Flussspath ersetzt. Durch diese Objective kann man auch die letzten Aluminiumlinien erhalten. Auch Zeiss stellt solche Linsen her [3].)

Schumann [4]) hat die Quarz-Flusspath-Achromate nicht geeignet gefunden, und auch Deslandres [5]) zieht einfache Linsen vor.

554. Die Apparate mit Quarzprismen sind in ihrer Anordnung von denen mit Glas natürlich nicht wesentlich verschieden; nur muss, da man ein grösseres Gebiet von Wellenlängen erhalten will, die Camera stärker schief gestellt werden können gegen die Axe der bilderzeugenden Linse. Bei den bisher er-

1) W. H. Stowe theilt mit, dass er schon 1876 eine achromatische Linse aus Quarz und Kalkspath habe anfertigen lassen. Nat. **20**. p. 338 (1879).

2) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette (Deuxième partie). Ann. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

3) Th. Simon, Ueber Dispersion ultravioletter Strahlen. Wied. Ann. **53**. p. 542—558 (1894).

4) V. Schumann, Ueber die Photographie des Gitterspectrums bis zur Wellenlänge 1000 A.E. im luftleeren Raume. Photogr. Rundschau 1892, Heft 11.

5) M. H. Deslandres, Spectres de bandes ultra-violets des métalloides, avec une faible dispersion. Thèses présentées à la faculté des sciences de Paris. 1888, p. 32. Auch Ann. chim. et phys. (6) **15**. p. 5—86 (1888).

zur Wellenlänge 3500 zu verfolgen; will man weiter gehen, so muss man zu dem durchlässigeren Quarz greifen. Derselbe hat aber Anfangs durch seine sonstigen optischen Eigenschaften grosse Schwierigkeiten gemacht. Müller[1]) klagt sehr über das Auftreten zweier Spectra wegen der Doppelbrechung des Quarzes, sobald das Prisma so geschnitten ist, dass die optische Axe nicht parallel den unter dem Minimum durchgehenden Strahlen steht. Wegen der schwachen Doppelbrechung fallen die beiden Spectra über einander und stören sich. Das lässt sich vermeiden, indem man das Prisma so schleift, dass die Axe senkrecht auf der den brechenden Winkel halbirenden Ebene steht, da dann jeder unter dem Minimum durchgehende Strahl parallel der Axe das Prisma durchläuft. Aber nun tritt ein anderer Fehler auf: wegen der Rotationspolarisation des Quarzes für die Richtung der Axe tritt wieder eine Doppelbrechung auf, die ganz unklare Spectralbilder erzeugt. Cornu[2]) hat auch dies zu überwinden gelehrt, indem er das Prisma aus zwei Hälften zusammensetzt[3]), von denen die eine aus rechts drehendem Quarz besteht, die andere aus links drehendem. Dasselbe Princip ist dann auch auf die Linsen übertragen worden: sie werden so geschnitten, dass die optische Axe mit der Linsenaxe zusammenfällt, aber die eine Linse ist aus Rechtsquarz, die andere aus Linksquarz gemacht.

Auch die sphärische Aberration der Quarzlinsen macht sich sehr störend bemerkbar. Cornu[4]) berechnete die Linse bester Form, es ist nahezu die planconvexe Gestalt, wenn die convexe Seite dem Prisma zugekehrt ist.

Zuerst von Mascart[5]), dann von vielen anderen, z. B. auch von Cornu[6]) ist ein Prisma aus Kalkspath benutzt worden. Cornu empfiehlt ein Prisma von 60°, dessen brechende Kante parallel der optischen Axe ist. Es hat vor Quarz den Vortheil grösserer Dispersion, aber es lässt nur Strahlen bis zur Wellenlänge 2100 durch.[7]) In geringer Dicke stört die Absorption nicht so. Cornu[2]) hat daher den Doppelspath benutzen können, um daraus in Verbindung mit Quarz achromatische Linsen herzustellen, welche allenfalls noch die Wellenlänge 1990 durchlassen. Sie sind für die ganze Ausdehnung des ultravioletten Sonnenspectrums achromatisch, und wenn auch die Bildebene nicht ganz eben ist, so kann man doch von F bis U auf einer Platte photographiren. Die nebenstehende Fig. 224 nach Cornu giebt am einfachsten ein Bild von der Leistung der Linse: als Abscissen sind die Minimalablenkungen eines

---

1) J. Müller, Die Photographie des Spectrums. Pogg. Ann. **109**. p. 151—157 (1860).

2) A. Cornu, Spectroscope destiné à l'observation des radiations ultra-violets. J. de phys. **8**. p. 185—193 (1879).

3) Sie können mit Wasser oder Glycerin verbunden werden.

4) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

5) E. Mascart, Détermination des longueurs d'onde des rayons lumineux et des rayons ultraviolets. C. R. **58**. p. 1111—1114 (1864).

6) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **3**. p. 421—434 (1874).

7) J. L. Soret, Arch. sc. phys. et nat. (2) **61**. p. 322—359 (1878).

60gradigen Prismas aus Kalkspath aufgetragen, 2,5 mm pro Grad, und die Lage der Cadmiumlinien, als Ordinaten die Verstellung des Fernrohrs für die betreffende Wellenlänge, wenn das Collimàtorrohr unverändert gelassen wird. Die Curve A bezieht sich auf eine einfache Linse aus Quarz, die B auf eine Crownglaslinse, C auf die achromatische Linse aus Quarz und Kalkspath. Die Form der Linsen ist gegeben durch: Krümmungsradius der äusseren Seite des Quarzes: 0,4151 F, innere Seite: 0,3631 F, innere Seite des Kalkspathes; 0,3631 F, äussere Seite: ∞, wobei F die Brennweite für die D-Linien bedeutet. Die beiden Linsen können verkittet werden durch einen Tropfen Wasser oder Glycerin, nicht durch Canadabalsam, da dieser die kurzen Wellen absorbirt schon von 3640 an. Diese Linsen sind für das Sonnenspectrum berechnet, so dass die Abweichungen der Curve symmetrisch zur Cadmiumlinie 10 sind. Für kürzere Wellen, als von der Sonne zu uns gelangen, würde man den Krümmungsradius des Quarzes etwas kleiner zu nehmen haben, dadurch rückt die Stelle, in Bezug auf welche die Curve symmetrisch ist, zu kürzeren Wellen[1].) Vorzügliche Achromate aus Quarz und Kalkspath habe ich bei A. Hilger in London gesehen.

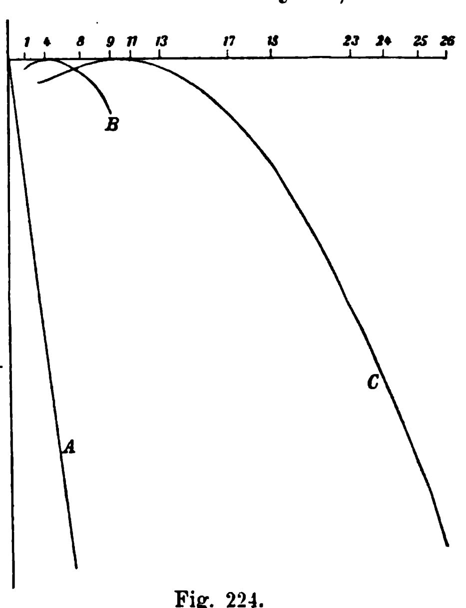


Fig. 224.

Später hat Cornu[2]) den Kalkspath durch Flussspath ersetzt. Durch diese Objective kann man auch die letzten Aluminiumlinien erhalten. Auch Zeiss stellt solche Linsen her[3].)

Schumann[4]) hat die Quarz-Flusspath-Achromate nicht geeignet gefunden, und auch Deslandres[5]) zieht einfache Linsen vor.

554. Die Apparate mit Quarzprismen sind in ihrer Anordnung von denen mit Glas natürlich nicht wesentlich verschieden; nur muss, da man ein grösseres Gebiet von Wellenlängen erhalten will, die Camera stärker schief gestellt werden können gegen die Axe der bilderzeugenden Linse. Bei den bisher er-

1) W. H. Stowe theilt mit, dass er schon 1876 eine achromatische Linse aus Quarz und Kalkspath habe anfertigen lassen. Nat. **20**. p. 338 (1879).

2) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette (Deuxième partie). Ann. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

3) Th. Simon, Ueber Dispersion ultravioletter Strahlen. Wied. Ann. **53**. p. 542—558 (1894).

4) V. Schumann, Ueber die Photographie des Gitterspectrums bis zur Wellenlänge 1000 A. E. im luftleeren Raume. Photogr. Rundschau 1892, Heft 11.

5) M. H. Deslandres, Spectres de bandes ultra-violets des métalloides, avec une faible dispersion. Thèses présentées à la faculté des sciences de Paris. 1888, p. 32. Auch Ann. chim. et phys. (6) **15**. p. 5—86 (1888).

zur Wellenlänge 3500 zu verfolgen; will man weiter gehen, so muss man zu dem durchlässigeren Quarz greifen. Derselbe hat aber Anfangs durch seine sonstigen optischen Eigenschaften grosse Schwierigkeiten gemacht. Müller[1]) klagt sehr über das Auftreten zweier Spectra wegen der Doppelbrechung des Quarzes, sobald das Prisma so geschnitten ist, dass die optische Axe nicht parallel den unter dem Minimum durchgehenden Strahlen steht. Wegen der schwachen Doppelbrechung fallen die beiden Spectra über einander und stören sich. Das lässt sich vermeiden, indem man das Prisma so schleift, dass die Axe senkrecht auf der den brechenden Winkel halbirenden Ebene steht, da dann jeder unter dem Minimum durchgehende Strahl parallel der Axe das Prisma durchläuft. Aber nun tritt ein anderer Fehler auf: wegen der Rotationspolarisation des Quarzes für die Richtung der Axe tritt wieder eine Doppelbrechung auf, die ganz unklare Spectralbilder erzeugt. Cornu[2]) hat auch dies zu überwinden gelehrt, indem er das Prisma aus zwei Hälften zusammensetzt[3]), von denen die eine aus rechts drehendem Quarz besteht, die andere aus links drehendem. Dasselbe Princip ist dann auch auf die Linsen übertragen worden: sie werden so geschnitten, dass die optische Axe mit der Linsenaxe zusammenfällt, aber die eine Linse ist aus Rechtsquarz, die andere aus Linksquarz gemacht.

Auch die sphärische Aberration der Quarzlinsen macht sich sehr störend bemerkbar. Cornu[4]) berechnete die Linse bester Form, es ist nahezu die planconvexe Gestalt, wenn die convexe Seite dem Prisma zugekehrt ist.

Zuerst von Mascart[5]), dann von vielen anderen, z. B. auch von Cornu[6]) ist ein Prisma aus Kalkspath benutzt worden. Cornu empfiehlt ein Prisma von 60°, dessen brechende Kante parallel der optischen Axe ist. Es hat vor Quarz den Vortheil grösserer Dispersion, aber es lässt nur Strahlen bis zur Wellenlänge 2100 durch.[7]) In geringer Dicke stört die Absorption nicht so. Cornu[2]) hat daher den Doppelspath benutzen können, um daraus in Verbindung mit Quarz achromatische Linsen herzustellen, welche allenfalls noch die Wellenlänge 1990 durchlassen. Sie sind für die ganze Ausdehnung des ultravioletten Sonnenspectrums achromatisch, und wenn auch die Bildebene nicht ganz eben ist, so kann man doch von F bis U auf einer Platte photographiren. Die nebenstehende Fig. 224 nach Cornu giebt am einfachsten ein Bild von der Leistung der Linse: als Abscissen sind die Minimalablenkungen eines

---

1) J. Müller, Die Photographie des Spectrums. Pogg. Ann. **109**. p. 151—157 (1860).

2) A. Cornu, Spectroscope destiné à l'observation des radiations ultra-violets. J. de phys. **8**. p. 185—193 (1879).

3) Sie können mit Wasser oder Glycerin verbunden werden.

4) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Anc. éc. norm. (2) **9**. p. 21—106 (1880).

5) E. Mascart, Détermination des longueurs d'onde des rayons lumineux et des rayons ultraviolets. C. R. **58**. p. 1111—1114 (1864).

6) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **3**. p. 421—434 (1874).

7) J. L. Soret, Arch. sc. phys. et nat. (2) **61**. p. 322—359 (1878).

60gradigen Prismas aus Kalkspath aufgetragen, 2,5 mm pro Grad, und die Lage der Cadmiumlinien, als Ordinaten die Verstellung des Fernrohrs für die betreffende Wellenlänge, wenn das Collimatorrohr unverändert gelassen wird. Die Curve A bezieht sich auf eine einfache Linse aus Quarz, die B auf eine Crownglaslinse, C auf die achromatische Linse aus Quarz und Kalkspath. Die Form der Linsen ist gegeben durch: Krümmungsradius der äusseren Seite des Quarzes: 0,4151 F, innere Seite: 0,3631 F, innere Seite des Kalkspathes; 0,3631 F, äussere Seite: ∞, wobei F die Brennweite für die D-Linien bedeutet. Die beiden Linsen können verkittet werden durch einen Tropfen Wasser oder Glycerin, nicht durch Canadabalsam, da dieser die kurzen Wellen absorbirt schon von 3640 an. Diese Linsen sind für das Sonnenspectrum berechnet, so dass die Abweichungen der Curve symmetrisch zur Cadmiumlinie 10 sind. Für kürzere Wellen, als von der Sonne zu uns gelangen, würde man den Krümmungsradius des Quarzes etwas kleiner zu nehmen haben, dadurch rückt die Stelle, in Bezug auf welche die Curve symmetrisch ist, zu kürzeren Wellen[1].) Vorzügliche Achromate aus Quarz und Kalkspath habe ich bei A. Hilger in London gesehen.

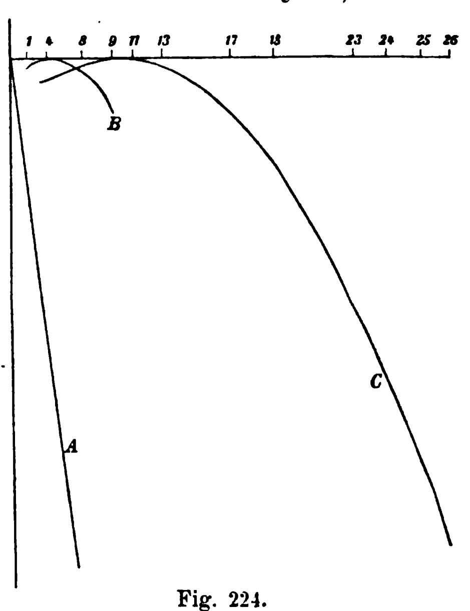


Fig. 224.

Später hat Cornu[2]) den Kalkspath durch Flussspath ersetzt. Durch diese Objective kann man auch die letzten Aluminiumlinien erhalten. Auch Zeiss stellt solche Linsen her[3].)

Schumann[4]) hat die Quarz-Flusspath-Achromate nicht geeignet gefunden, und auch Deslandres[5]) zieht einfache Linsen vor.

554. Die Apparate mit Quarzprismen sind in ihrer Anordnung von denen mit Glas natürlich nicht wesentlich verschieden; nur muss. da man ein grösseres Gebiet von Wellenlängen erhalten will, die Camera stärker schief gestellt werden können gegen die Axe der bilderzeugenden Linse. Bei den bisher er-

1) W. H. Stowe theilt mit, dass er schon 1876 eine achromatische Linse aus Quarz und Kalkspath habe anfertigen lassen. Nat. **20.** p. 338 (1879).

2) A. Cornu, Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette (Deuxième partie). Ann. éc. norm. (2) **9.** p. 21—106 (1880).

3) Th. Simon, Ueber Dispersion ultravioletter Strahlen. Wied. Ann. **53.** p. 542—558 (1894).

4) V. Schumann, Ueber die Photographie des Gitterspectrums bis zur Wellenlänge 1000 A. E. im luftleeren Raume. Photogr. Rundschau 1892, Heft 11.

5) M. H. Deslandres, Spectres de bandes ultra-violets des métalloides, avec une faible dispersion. Thèses présentées à la faculté des sciences de Paris. 1888, p. 32. Auch Ann. chim. et phys. (6) **15.** p. 5—86 (1888).

wähnten Apparaten ist das meist dadurch erreicht, dass der Cassettenträger durch einen Balg mit der übrigen Camera verbunden ist und daher lichtdicht gegen sie gedreht werden kann. Eine etwas abweichende Form benutzt Eder[1]) nach einem Vorschlage von Schumann: die ganze Camera C ist drehbar um einen Zapfen, der unter der Mitte der Platte liegt, etwa an der Stelle A. Die Linse steht fest und ist mit einem Metallbogen verbunden, der die Oeffnung der Camera bei jeder Stellung derselben abschliesst. Die Fig. 225 giebt ein Bild dieser Einrichtung: die eine zeigt die Camera von oben gesehen, die andere die lichtdichte Verbindung zwischen Objectiv und Camera von der Seite her. Eder zieht eine einfache Quarzlinse einer achromatischen vor, weil dabei die Platte viel schiefer gestellt werden muss, was eine Verlängerung des Spectrums mit sich bringe. Da dies aber, wie Eder selbst bemerkt, auch die Breite

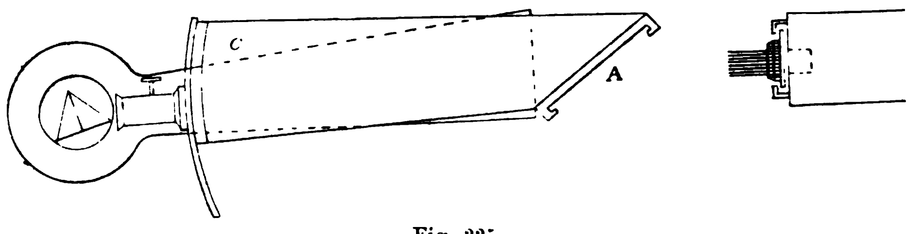


Fig. 225.

der Spectrallinien in demselben Maasse vermehrt, so ist es kein Vortheil; die Schärfe des Spectrums wächst nicht, man kann trotz der Verlängerung auf der Platte nicht mehr sehen.

Eine wesentlich abweichende Einrichtung zum Schiefstellen der Cassette ist namentlich in England in Gebrauch: Das Ende der Camera ist durch eine kreisrunde Trommel mit verticaler Axe gebildet. In ihr dreht sich eine zweite Trommel, in welche die Cassette eingeschoben wird, so dass sie einen Durchmesser derselben bildet; beide Trommeln haben passende Ausschnitte, so dass das Licht von der Linse her auf die Platte gelangen kann. Bei Drehung der inneren Trommel wird die Platte um ihre Mitte gedreht und kann unter beliebigen Winkel gegen die Richtung der Strahlen gestellt werden.

Es ist selbstverständlich, dass man statt eines Quarzprismas auch Ketten von solchen angewandt hat. Man kann dann zweckmässig die Prismen abwechselnd aus Rechtsquarz und Linksquarz herstellen, statt jedes einzelne Prisma aus zwei Hälften zu machen, was immer mit Lichtverlust durch Reflexion verbunden ist. Schumann ist so bis zu 9 Prismen gegangen; eine schematische Darstellung seines Apparates[2]), der auch eine solche Trommelcassette besitzt, zeigt Fig. 226. L ist dabei eine Loupe, die zum Einstellen dient.

Spectrographen verschiedener Grösse, welche nach Schumann's Con-

1) J. M. Eder, Beiträge zur Spectralanalyse. Wien. Denkschr. 60. p. 1—24 (1893).
2) Nach Konkoly, Practische Anleitung zur Himmelsphotographie, Halle bei Knapp 1887, p. 175.

structionen von Fuess in Steglitz bei Berlin gebaut werden, beschreibt Leiss.[1])

555. Wir haben besprochen, dass es bei genügender Schiefstellung der Platte gelingt, das ganze Spectrum auf der Platte einigermaassen scharf zu erhalten. Das ist aber nie vollständig der Fall, denn der Ort des scharfen Spectrums ist nicht eine Ebene, sondern eine gekrümmte Fläche. Glasplatten lassen sich nicht genügend krümmen, um sich dieser Fläche ganz anzuschmiegen, wohl aber Films, d. h. Platten, welche statt Glas Celluloid als Träger der lichtempfindlichen Schicht benutzen. Erst in neuerer Zeit hat man angefangen, Films[2]) zu gebrauchen, bei denen man früher mit Unrecht eine Verziehung fürchtete. Mit ihnen wird man zweifellos noch bessere Spectren erhalten, als es mit Glasplatten möglich war. Crookes[3]) theilt z. B. mit, dass er bei zwei Quarzprismen und einfachen Quarzlinsen von 350 mm Brennweite den Film zu

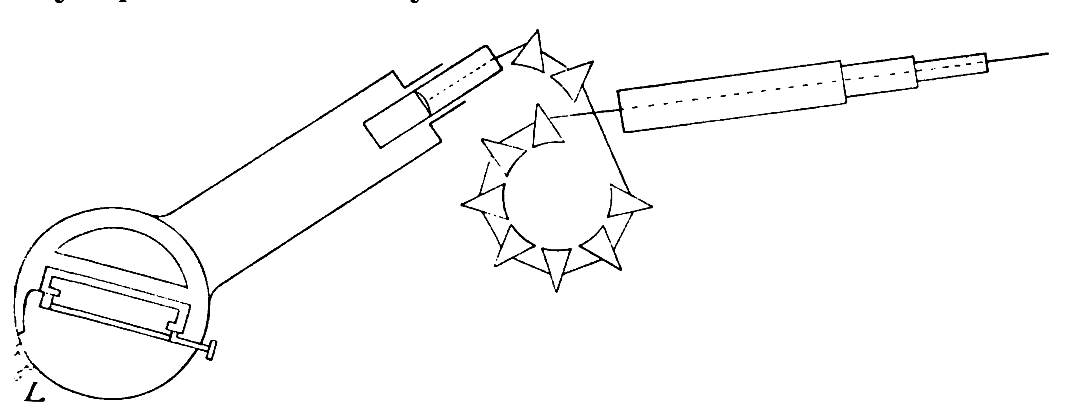


Fig. 226.

einem Kreise von 190 mm Radius biege und unter 40° gegen die Strahlenaxe drehe, um das Spectrum von Roth bis Ultraviolett scharf zu haben

556. Ungleich grössere Schwierigkeiten treten auf, wenn es sich darum handelt, im Vacuum zu photographiren, was ja für die kürzesten Wellen unbedingt nothwendig ist; es muss dann Spalt, Collimatorlinse, Prisma, Objectiv, Platte im Vacuum stehen und doch sollen alle diese Theile verstellbar und justirbar sein. Womöglich soll sich auch der Lichtquell im Vacuum befinden, was aber natürlich nicht immer möglich ist. Der einzige, der diese Schwierigkeiten in unermüdlicher Arbeit zu überwinden versucht hat, ist Schumann. Er hat an seinen selbstgebauten Apparaten mit fortschreitender Erfahrung

1) C. Leiss, Ueber neuere spectrographische Apparate. Zs. f. Instrkde. **17**. p. 321—371 (1897); Ueber Quarzspectrographen und neuere spectrographische Hülfsapparate. Zs. f. Instrkde. **18**. p. 325—331 (1898).

2) Siehe z. B. Denys Cochain, C. R. **116**. p. 1055—1057 (1893); W. Crookes, Chem. News **74**. p. 259—260 (1896); C. Runge und F. Paschen, Wied. Ann. **61**. p. 643 (1897); H. Konen, Wied. Ann. **65**. p. 260 (1897); W. Crookes, Nat. **60**. p. 319 (1899).

3) W. Crookes, Photographic researches on phosphorescent spectra. Nat. **60**. p. 317—319 (1899).

immer wieder neue Veränderungen angebracht, bis sie schliesslich einen hohen Grad der Vollkommenheit erreicht haben, so dass er die früher besprochenen Resultate damit erzielen konnte. Es würde leider gar zu viel Raum nehmen, wenn ich ausführlich auf diese Apparate eingehen wollte; ich muss mich damit begnügen, sie in groben Umrissen zu skizziren, indem ich auf Schumann's Abhandlung[1]) verweise, die genaue Werkzeichnungen enthält. — Fig. 227 giebt einen Querschnitt des ersten Apparates: vor dem Spalte befindet sich eine planparallele Flussspathplatte. Dann folgt der Spalt, der sich nur verstellen lässt, wenn die Platte abgenommen ist. Die Collimatorlinse aus Flussspath lässt sich von aussen durch einen Trieb bei o einstellen, ohne das Vacuum zu stören. Das Flussspathprisma f lässt sich von aussen drehen. Es ist umgeben von einer Metalltrommel, an welcher Collimator und Fernrohr dauernd befestigt sind und welche im Deckel von einer Glasröhre durchbohrt wird, welche zur

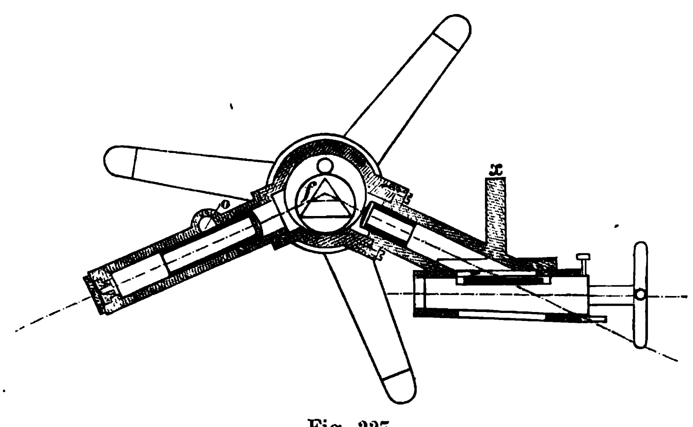


Fig. 227.

Luftpumpe führt. Das Objectiv ist nicht von aussen verstellbar. Am eigenthümlichsten ist die Camera gestaltet, welche es gestatten sollte, die Platte in das Vacuum einzuführen. Wie die Figur es andeutet, hat sie die Gestalt eines Hahnes mit horizontaler Axe, welche einen Winkel von 64° mit der Senkrechten gegen die Richtung der einfallenden Strahlen bildet, um der Focusdifferenz für verschiedene Wellenlängen Rechnung zu tragen. Die Hahnhülle hat auf der äusseren Seite einen Ausschnitt, durch welche eine kleine Cassette mit Platte in eine Vertiefung im Hahnküken gelegt werden kann. Dreht man dann das Küken um 90°, so wird die Platte in das Vacuum gebracht und kann belichtet werden; die Cassette besitzt also keinen Schieber, sondern die Platte muss im Dunkeln eingelegt werden.

Dieser erste Apparat genügte aber bald den Ansprüchen Schumann's nicht mehr und er baute einen anderen, der ein wahres Kunstwerk der Mechanik ist. Der Hauptunterschied gegen den ersten besteht darin, dass die

1) V. Schumann, Ueber die Photographie der Lichtstrahlen kleinster Wellenlängen. Wien. Ber. 90. II, p. 625—694 (1893).

hahnartige Camera hier ihre Axe nicht horizontal hat, sondern vertical, dass die Cassette in dem Küken nicht am Rande, sondern in der Axe gelagert ist. Das bringt den grossen Vortheil mit sich, dass man die Neigung der Platte gegen die einfallenden Strahlen beliebig reguliren kann, was um so nothwendiger wird, zu je kleineren Wellen man kommt, dass man ferner durch Verschiebung der Cassette in verticaler Richtung im Küken eine grosse Anzahl von Aufnahmen über einander machen kann. Andererseits bringt es den Nachtheil mit sich, dass jetzt der Durchmesser des Kükens gleich der Länge der Platte gemacht werden muss, dass der Hahn also sehr grosse Dimensionen erhält, die sein luftdichtes Schliessen sehr erschweren. Auch sonst zeigt der Apparat sehr wesentliche Verbesserungen, indem bei ihm alle Theile von aussen micrometrisch messbar eingestellt werden können, der Spalt, die beiden Linsen, das Prisma, die Cassette im Küken, und das alles, ohne das Vacuum im mindesten zu stören.

Die Lichtquellen sind bei Schumann für die kürzesten Wellen nur Geisslerrohre; sie werden entweder, mit Quarz verschlossen, unmittelbar vor die Fluoritplatte des Spaltes gestellt, oder, wenn es sich um Wasserstoff handelt, ohne irgend einen Verschluss direct auf die Metallplatte gesetzt, welche sonst die Fluoritplatte trägt. Dazu ist ihr Ende mit umgebogenem Rande versehen und abgeschliffen. So communicirt das Innere des Geisslerrohrs mit dem Innern des ganzen Spectralapparates, beide werden mit Wasserstoff gefüllt und evacuirt. Dabei hat Schumann gefunden, dass Wasserstoff für die kleinsten Wellen unvergleichlich viel durchlässiger ist, als Luft. Für Funkenspectra bleibt nichts übrig, als den Funken so dicht wie möglich vor die Fluoritplatte zu setzen, indess kommt man wegen der kleinen Luftschicht nicht zu so kurzen Wellenlängen.[1])

Nach Schumann's Modell baut Fuess in Steglitz bei Berlin Vacuumapparate.[2])

557. Ausser von Schumann ist eine Construction für Photographie im Vacuum nicht veröffentlicht worden. Zwar habe ich selbst mit C. Runge eine solche ausführen lassen, aber sie ist wegen meines Fortganges von Hannover unmittelbar nach der Vollendung des Apparates niemals zur Benutzung gelangt. Es seien hier ein paar Worte über den Apparat gesagt, der besonders zur Bestimmung der Wellenlängen der Schumann'schen Strahlen dienen sollte und daher ein Gitterapparat ist. Die Fig. 228 giebt eine Skizze: Ein Kasten aus Messingguss enthält bei s einen Spalt, hinter dem unmittelbar eine Fluoritplatte dichtet. Die durch den Spalt eintretenden Strahlen

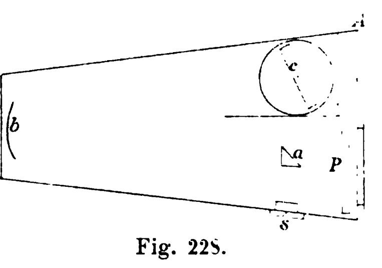


Fig. 228.

1) Man wird daher zweckmässig hier den Apparat von Michelson (§ 218) oder den tremobleur von Perot und Fabry (§ 623) nehmen.

2) C. Leiss, Ueber neuere spectrographische Apparate. Zs. f. Instrkde. 17. p. 321—371 (1897).

werden durch das kleine Fluoritprisma a um 90° gedreht und kommen zum metallenen Hohlspiegel b, in dessen Brennpunkt der Spalt steht. Sie gelangen weiter als paralleles Bündel auf das ebene Gitter c, das sich auf einer drehbaren Scheibe befindet, deren Drehung ohne das Vacuum zu stören von aussen micrometrisch bewirkt werden kann. Die gebeugten Strahlen gelangen wieder zum Hohlspiegel b, welcher ein Bild des Spectrums entwirft. Dies fällt wegen geringer Neigung des Spiegels über das Reflexionsprisma fort auf die dort befindliche Cassette mit Platte P. Die Cassette wird von A her in den Kasten eingeführt, die Oeffnung lässt sich durch Verschraubung luftdicht schliessen. Hinter der Cassette hat die Wand des Kastens einen durch Quarzplatte verschlossenen Schlitz, der dazu dient, das Spectrum einigermaassen scharf einstellen zu können in den Gebieten, wo man durch Fluorescenz noch etwas sehen kann. Der ganze Kasten kann durch einen Deckel mit Gummidichtung luftdicht verschlossen werden.

558. Es sind noch einige practische Bemerkungen über Spectralphotographie hinzuzufügen. Wir haben schon gesehen, dass bei Beobachtung des lichtschwachen rothen Theils der Spectra die Einschaltung eines „Lichtfilters“ wünschenswerth ist, welches die kürzeren Wellen abblendet. Wenn man mit Gittern arbeitet, ist das mitunter nothwendig, um coincidirende Spectra anderer Ordnung zu beseitigen, nicht nur für das rothe Ende, sondern für alle Theile des Spectrums. Für das rothe Ende hat man schon früh Rubinglas zu diesem Zwecke benutzt. Abney[1]) nimmt dies, oder eine Lösung von Kaliumchromat, oder Jod in Schwefelkohlenstoff; ebenso verfährt Burbank[2]). Eder[3]) empfiehlt eine 11 mm dicke Schicht von Chrysoidinlösung 1:1200: sie absorbirt von F bis G, bei stärkerer Concentration von E bis H. Sehr ausführlich behandelt Ames[4]) die Frage mit besonderer Rücksicht auf das Concavgitter. Er giebt folgende Liste von brauchbaren Substanzen, mit dem Gebiet, welches sie durchlassen:

Grünliche Glasplatte	3300 bis 8000
Salicylsäure in Alkohol, gesättigt, in Quarztrog	3500 bis 8000
Aesculin, 1 g in 30 Wasser, 1 Tropfen Ammoniak	4100 bis 8000
Kaliumferrocyanid	4400 bis 8000
Primrose oder Anilingelb	5000 bis 8000
Fluorescein oder Goldchlorid	5200 bis 8000

1) W. de W. Abney, On the photographic method of mapping the least refrangible end of the solar spectrum. Phil. Trans. **171**. II, p. 653—667 (1880).

2) J. C. B. Burbank, Photography of the least refrangible portion of the solar spectrum. Phil. Mag. (5) **26**. p. 391—393 (1888).

3) J. M. Eder, Ueber einige geeignete practische Methoden zur Photographie des Spectrums in seinen verschiedenen Bezirken mit sensibilisirten Bromsilberplatten. Wien. Ber. **94**. II, p. 378—403 (1886) siehe p. 383.

4) J. S. Ames, The concave grating in theory and practice. Johns Hopkins Univ. Circular **73**. (1889). Phil. Mag. (5) **27**. p. 369—384 (1889).

Chromalaun, Malachitgrün, Bittermandelgrün, Brillantgrün	3200 bis 3700 und 4600 bis 5200
Cobaltchlorid	3400 bis 4500
Gentianaviolett, stark	3600 bis 4600 u. 6000 bis 8000
Kaliumpermanganat	3900 bis 4600 u. 5800 bis 8000

Photographirt man z. B. in der vierten Ordnung eines Gitters mit 10000 Linien pro inch, so gebraucht man folgende Schirme:

Bei 3800 Cobaltchlorid; bei 4000 dasselbe oder Gentianaviolett in Glastrog; bei 4200 Kaliumpermanganat oder Gentianaviolett; bei 4400 Aesculin und Kaliumpermanganat; bei 4600 Aesculin; bei 4800 Aesculin und Malachitgrün: bei 5000 Aesculin und Kaliumferrocyanid; bei 5200 dasselbe; bei 5400 Aesculin und Primrose.

Landolt[1]) hat zu anderem Zweck auch derartige Schirme aufgesucht. Es wird durchgelassen 7180 bis 6390 durch Krystallviolett 5BC und Kaliummonochromat; Gelb von 6140 bis 7470 durch Nickelsulphat, Kaliummonochromat und Kaliumpermanganat; Grün von 5400 bis 5050 durch Kaliummonochromat und Kupferchlorid; Hellblau von 5620 bis 4580 durch Doppelgrün SF (Chlormethylhexamethylpararosanilinchlorhydrat) und Kupfervitriol; Dunkelblau von 4780 bis 4400 durch Krystallviolett und Kupfervitriol. Näheres über die Concentrationen und Schichtdicken sehe man im Original. — Zur Absorption des Ultraviolett von 3500 an empfiehlt Eder und Valenta[2]) Kohleglas oder mit Pikrinsäure gefärbte Gelatineschichten. Von grosser Bedeutung würde eine Substanz sein, die den sichtbaren Theil des Spectrums absorbirt, den ultravioletten durchlässt, allein eine solche kennt man leider nicht.

559. Es giebt noch eine ganz andere Methode, um Theile des Spectrums von anderen zu trennen. Schon Fraunhofer hat vor den Spalt seines Apparates ein Prisma gebracht, dessen brechende Kante senkrecht zum Spalte steht. Er erhält so auf dem Spalt ein unreines Spectrum, in welchem sich die verschiedenen Farben in verschiedener Höhe befinden. Zerlegt man das vom Spalte kommende Licht durch ein Gitter, so ist folglich das entstehende Spectrum nicht zu einer geraden Linie ausgestreckt, sondern bildet ein Curve, aus der man z. B. mit Mousson[3]) die Dispersion des Prismas ermitteln kann. Ist die Dispersion des Gitters gross, so dass man nur kleine Theile des Spectrums im Gesichtsfeld hat, so merkt man natürlich von der Krümmung des Spectrums nichts. Es ist leicht ersichtlich, dass man das Prisma so drehen kann, dass z. B. der sichtbare Theil des Spectrums über oder unter den Spalt

1) H. Landolt, Methode zur Bestimmung der Rotationsdispersion mit Hülfe von Strahlenfiltern. Berl. Ber. 1894, p. 923—935.

2) J. M. Eder und E. Valenta, Ueber die Spectren von Kupfer, Silber und Gold. Wien. Denkschr. **63**, p. 189—235 (1896). Weitere Angaben über Lichtfilter siehe bei: Popowitzky, Photogr. Corresp. **36**. p. 452—462 (1899).

3) A. Mousson, Arch. sc. phys. et nat. **45**. p. 13 (1872).

fällt, diese Strahlen also gar nicht in den Spectralapparat gelangen, und dass man auf diese Weise leicht jede Strahlengruppe von den übrigen sondern kann. Man kann auch das Prisma so vor dem Spalt aufstellen, dass seine brechende Kante parallel dem Spalt steht. Ich habe diese Methode öfters so verwandt, dass ich das unreine Spectrum auf einen Schirm fallen liess, der durch einen breiten Spalt nur die gewünschten Strahlen hindurchliess; auf diesen Spalt folgte eine Linse, welche die Strahlen auf dem Spectrometerspalt vereinigt.

Nach dem gleichen Princip sind noch mehrere Apparate construirt worden, welche gestatten, mehr oder weniger homogenes Licht aus einem Spectrum auszusondern, und welche alle für unseren Fall gebraucht werden können. Ohne hier näher auf ihre Construction einzugehen, seien nur die Apparate von Ketteler[1]), Wadsworth[2]), Tutton[3]) und Wülfing[4]) erwähnt.

560. Ueber die Technik der Photographie unterlasse ich alle Bemerkungen, ebenso über die Wahl der Platten und des Entwicklers. Es hängt hier das meiste von der Gewohnheit ab: mit einer Plattensorte und einem Entwickler, den man gut kennt, wird man bessere Resultate erzielen, als mit unbekannten. Nur möchte ich erwähnen, dass nach Angaben von vielen Seiten[5]) der Eisenoxalatentwickler zu den ungünstigsten gehört, für die farbenempfindlichen Platten überhaupt kaum brauchbar ist. Der Pyro-soda-Entwickler nach dem Recept von Eder ist fast stets sehr gut, auch Hydrochinon, Ortol und andere neuere Entwickler sind zu empfehlen.

Eine für die Spectralphotographie sehr wichtige Frage ist die nach der Grösse des Silberkorns, welches das Bild bildet, wie das schon bei der Theorie der Apparate besprochen wurde: zwei Linien können nur dann getrennt erscheinen, wenn ihr Abstand mindestens gleich dem dreifachen Durchmesser des Korns ist. Dieser Durchmesser ist bei verschiedenen Plattensorten recht verschieden; leider zeigt sich, dass im Allgemeinen die Korngrösse mit der Empfindlichkeit Hand in Hand wächst. Aber auch die Art des Entwicklers, namentlich die Anwesenheit von Bromkali beeinflussen das Korn.[6]) Für gewöhnlich beträgt der Durchmesser der Silberkörner ein bis einige Tausendstel Millimeter.

561. Nicht minder wichtig ist die Frage, ob sich die Gelatinehaut, in

---

1) E. Ketteler, Der Fixator, ein Ergänzungsapparat des Spectrometers. Zs. f. Instrkde. **1** p. 269—272 (1881).

2) F. L. O. Wadsworth, A simple optical device for completely isolating or cutting out any desired portion of the diffraction spectrum. Astrophys. J. **3**. p. 168—191 (1896).

3) A. E. Tutton, An instrument of precision for producing monochromatic light of any desired wave-length, and its use in the investigation of the optical properties of crystals. Proc. Roy. Soc. **55**. p. 111—113 (1894), Phil. Trans. **185** I, 1. p. 913—943 (1894).

4) N. Wülfing, Spectralapparat für monochromatisches Licht. N. Jahrb. für Miner. Beil. Bd. **12**. p. 343—404 (1898).

5) Siehe z. B. W. N. Hartley. Dubl. Proc. (2) **3**. p. 93—107 (1883).

6) Siehe z. B. J. M. Eder, Handbuch der Photographie Bd. 3, p. 83, Halle bei Knapp 1886. V. Schumann, Wien. Ber. **102**. IIa, p. 1013 (1893); N. E. Liesegang, Photogr. Archiv 1896, p. 183—184.

welche bei den Trockenplatten das Bild eingelagert ist, nicht bei den Processen des Entwickelns, Waschens und namentlich Trocknens verzieht, so dass bei der fertigen Platte die Linien an anderen Stellen liegen als während der Exposition. Dieselbe Frage tritt an die Astronomen heran, welche Aufnahmen des Sternhimmels ausmessen, und so ist sie vielfach von Astronomen untersucht worden, sowohl für nasse als trockne Platten. Für nasse Platten fand Paschen [1]), dass Verziehungen der Haut eintreten, wenn auch keine localen. Dem trat aber Rutherfurd [2]) mit grosser Entschiedenheit entgegen: er maass auf einem in Glas geritzten Gitter den Abstand der Striche, copirte es im Contact auf Platten und maass hier abermals die Abstände. Er fand, dass keine Verziehung eintritt, selbst wenn die Haut aufs äusserste misshandelt wird, indem man aus ihr, solange sie noch nass ist, Stücke zwischen den Linien herausschneidet. H. W. Vogel [3]) findet wieder Verziehungen der Collodiumplatte, deren Grösse von der Art des Collodiums und des Untergusses abhängen.

Dann sind Versuche von Vogel und Lohse gemacht, die keine Verzerrung zeigen. Zu demselben Resultat führten eingehende Messungen von Weineck.[4]) Dagegen theilte Pritchard [5]) mit, dass von 8 Photographieen derselben Sterngruppe 7 sehr gut übereinstimmten, auf der achten dagegen ein Stern anders lag, hier also eine locale Verziehung der Haut stattgefunden habe. Darauf machte wieder Vogel [6]) Versuche mit Gelatinplatten, die ihre vollständige Brauchbarkeit ergaben. Auch ich habe bei meiner nunmehr zwölfjährigen Praxis in Spectralphotographie keinen Fall von localer Verzerrung gefunden. Dabei habe ich manche der als Normalen in allen Spectren benutzten Eisenlinien wohl mehr als 500 mal gemessen, und immer lagen sie in der richtigen Stellung zu einander. Es scheint daher unbedenklich, sich auf eine Photographie auf Gelatinetrockenplatten zur Messung zu verlassen, falls die Platten fehlerfrei sind. Wenn sie Blasen bilden, sich an einzelnen Stellen vom Glase ablösen, wie es namentlich in der ersten Zeit der Trockenplatten vorkam, wird man sie natürlich verwerfen müssen. Vielleicht hat eine solche Platte mit sehr kleinen Fehlern bei Pritchard vorgelegen. — Films verhalten sich ebenso wie Platten.[7])

562. Fragen wir uns schliesslich, worauf die ausserordentlichen Vorzüge der Photographie vor der ocularen Beobachtung der Spectra beruhen. Zuerst

---

1) F. Paschen, Ueber die Anwendung der Photographie auf die Beobachtung der Vorübergänge der Venus vor der Sonne. Astr. Nachr. **79**. Nr. 1883—1885, p. 161—194 (1872).

2) L. M. Rutherfurd, On the stability of the collodion film. Amer. J. (3) **4**. p. 430—433 (1872).

3) H. W. Vogel, Ueber die Anwendung der Photographie zur Beobachtung des Venusdurchgangs. Astron. Nachr. **84**. Nr. 1898, p. 81—89 (1874).

4) L. Weineck, Die Photographie in der messenden Astronomie. Nova Acta der Leopold.-Carol. Akad. d. Naturf. **41**. p. 33—148 (1879).

5) C. Pritchard, On a remarkable instance of the detection of distortion in a photographic film, measured for the purpose of stellar parallax. Monthly Not. **46**. p. 442—444 (1886).

6) H. C. Vogel, Mittheilungen über die von dem Astrophysikalischen Observatorium zu Potsdam . . . . Astr. Nachr. **119**. p. 1—6 (1888).

7) Siehe z. B. H. Konen, Ueber die Spectren des Jod. Wied. Ann. **65**. p. 257—286 (1897).

wäre die Ausdehnung des der Untersuchung zugänglichen Gebietes zu erwähnen: mit der Platte können wir das Spectrum zwischen etwa 10 000 und 1000 A. E. beobachten, mit dem Auge nur zwischen etwa 7000 und 4000, also nicht einmal ein Drittel des photographisch zugänglichen Theiles. Viel wichtiger aber ist die Treue der photographischen Wiedergabe und das dauernde Document, welches sie uns hinterlässt. Jeder Beobachter weiss, dass er sehr leicht Täuschungen ausgesetzt ist und manchmal Dinge zu sehen glaubt, die gar nicht vorhanden sind. Glaubt man sie aber erst einmal gesehen zu haben oder tritt gar mit einer vorgefassten Meinung an die Erscheinung heran, so bleiben die Selbsttäuschungen nicht aus. Wer einmal in einem lichtschwachen Spectrum bei flimmerndem Lichte Linien zu messen versucht, wird diese Schwierigkeiten bald kennen lernen. Glaubt man dann an irgend einer Stelle eine Linie gesehen zu haben, die man später nicht wieder findet, so weiss man nie, ob nicht eine Täuschung vorgelegen hat. Die Platte ist unvoreingenommen, sie sieht nur, was wirklich da ist und kann zu jeder beliebigen Zeit das Gesehene documentiren. Die früher viel besprochene Frage z. B., ob das Sonnenspectrum unveränderlich ist, könnte nur durch photographische Aufnahmen desselben gelöst werden.

Ein weiterer Vortheil ist die ausserordentliche Schnelligkeit, mit der grosse Theile eines Spectrums fixirt werden. Heute, wo es nicht mehr genügt, die Lage von Linien zu ermitteln, sondern wo man auch ihren Character bestimmen muss, ihre Intensität, ihre Schärfe, die Art, wie die Intensität an den Rändern abfällt, würde man Tage lang an dem Ocular zubringen müssen, um auch nur den sichtbaren Theil eines einigermaassen linienreichen Spectrums festzulegen. Die Platte macht das in einigen Minuten, und man kann dann in aller Musse und mit allen möglichen Vergleichungen den Character der Linien studiren. Derartige Vergleichungen aber bilden das einzige Mittel zur Erkenntniss der Charactere, und sie sind nur möglich, wenn man die verschiedenen Erscheinungen nebeneinander auf den Platten hat, nicht aber, wenn man eine früher gesehene im Gedächtniss aufbewahrte Erscheinung heranziehen muss. Das Studium der feineren Eigenschaften der Spectrallinien hat in der That erst mit der Photographie begonnen.

Ein weiterer eminenter Vortheil liegt darin, dass wir photographisch Linien fixiren können, die wegen ihrer Lichtschwäche unsichtbar sind. Die Platte summirt die Lichtwirkungen, und die schwächste Linie wird bei genügender Exposition sichtbar. Andererseits vermag sie bei genügender Lichtstärke in ausserordentlich kurzer Zeit ein Bild zu geben, so dass es möglich wird, das Auftreten oder Vergehen von Spectrallinien, z. B. beim Einwerfen eines Metalls in den Bogen, zu verfolgen. So kann man die einzelnen Phasen eines Vorganges studiren, wo das Auge völlig versagt. Ich führe hier nur als Beispiel die Untersuchungen von Schuster[1]) über die Spectra an, die während der einzelnen Oscillationen einer Flaschenentladung auftreten.

1) A. Schuster and G. Hemsalech, Phil. Trans. **193** A. p. 189—213 (1899).

Endlich wäre als einer der wichtigsten Vorzüge die ausserordentliche Genauigkeit in der Bestimmung der Wellenlängen zu nennen, welche auf photographischen Aufnahmen erreicht werden kann. Bei Lichtquellen, deren Licht genügend stark und vollkommen stetig ist, kann man auch mit dem Auge sehr genaue Bestimmungen machen. Aber wir haben nur die Sonne als solche Quelle zu nennen. Alle künstlichen Lichtquellen, mögen sie Flammen, Funken oder Bogen sein, variiren fortwährend in ihrer Intensität, und in allen diesen Fällen, die ja für den Spectroscopiker allein practische Bedeutung haben, ist es unmöglich, Messungen auszuführen, die auch nur angenähert mit den photographischen concurriren könnten. Ohne die Photographie wäre es absolut unmöglich, dass ein Beobachter auch nur ein einziges linienreiches Spectrum, wie die der meisten Metalle sind, in der heute erforderlichen Genauigkeit durchmässe, selbst wenn er alle Gebiete sehen könnte. So ist es gekommen, dass während man vor 20 Jahren fast nur den sichtbaren Theil der Spectra kannte, dieser Theil heute am schlechtesten bekannt ist, so weit man ihn nicht photographiren kann. Man kann geradezu behaupten, dass die enormen Fortschritte, welche die Spectroscopie der irdischen Elemente in den letzten 15 Jahren gemacht hat, auf Rechnung der Photographie und des Concavgitters geschrieben werden können.

563. Nur einen Fehler müssen wir an der Spectralphotographie zugeben, die Unsicherheit in der Wiedergabe der Intensitäten. Diese hängt ja von der variablen Empfindlichkeit der Platte für verschiedene Wellenlängen ab. Im Ultraviolett ist die Abnahme der Empfindlichkeit eine ganz langsame und continuirliche und schadet daher sehr wenig. Aber wenn man zu längeren Wellen geht, so ist der Abfall ein schneller, und zwei Linien in relativ geringem Abstand von in Wahrheit gleicher Intensität können auf der Photographie sehr verschieden stark sein. Dazu kommt noch, dass die Empfindlichkeitscurve für jede Plattensorte eine besondere ist. Noch übler wird die Sache, wenn man gefärbte Platten benutzt, die meist für einzelne Theile des Spectrums, namentlich für das Grün, eine minimale Empfindlichkeit erhalten, während sie für Blau und Gelb ganz gut wirken können. Solche Platten können über die relativen Intensitätsverhältnisse in einem Spectrum sehr täuschen.

Dazu kommt noch ein Punkt: früher hatte man immer angenommen, auf Grund von Versuchen durch Bunsen und Roscoe über directe Schwärzung photographischer Papiere, die Schwärzung einer Platte sei proportional der Intensität und der Expositionsdauer, oder anders ausgedrückt, man erhalte dieselbe Schwärzung mit der Helligkeit 2 in 1 Minute, wie mit der Helligkeit 1 in 2 Minuten. Aber Abney[1]) hat nachgewiesen, dass das durchaus nicht der Fall ist, mit geringen Intensitäten bekommt man stets zu schwache Schwär-

1) W. de W. Abney, On a failure of the law in photography that when the products of the intensity of the light acting and of the time of exposure are equal, equal amounts of chemical action will be produced. Proc. Roy. Soc. **54**. p. 143—147 (1893).

zung.[1]) Für uns bedeutet das, dass die Intensitätsverhältnisse von Linien im photographischen Spectrum noch von der Expositionsdauer abhängig sind. Diese Thatsachen lassen bei Intensitätsangaben die grösste Vorsicht geboten erscheinen. Ueberhaupt ist die Bestimmung dieser Eigenschaft der Spectrallinien noch ein sehr wunder Punkt. Beim Auge liegen übrigens, wie wir früher sahen[2]), ähnliche Verhältnisse im Purkinje'schen Phänomen vor.

564. Um die Spectralphotographieen zu verwerthen, muss man sie ausmessen und die Wellenlängen der einzelnen Linien ermitteln. Wie Letzteres geschieht, werden wir in dem Kapitel über die Messmethoden besprechen, hier seien nur die Vorrichtungen noch erwähnt, welche zum Messen der Platten dienen, d. h. gestatten, den Abstand aller auf einer Platte erschienenen Linien von einander in Millimetern oder einem andern beliebigen Maasse zu ermitteln. Das einfachste und in der That vielfach dazu benutzte Instrument ist ein Microscop, welches entweder einen micrometrisch verschiebbaren Objecttisch oder ein Ocularmicrometer besitzt. Man benutzt eine schwache Vergrösserung, acht- bis zwanzigfach, je nach der Güte der Linien. Bei nicht ganz scharf begrenzten Linien oder unscharfen Aufnahmen werden bei stärkerer Vergrösserung die Ränder der Linien so unbestimmt, dass man nicht mehr genügend sicher auf die Mitte einstellen kann. Lässt man nun eine Linie nach der andern mit dem Fadenkreuz, welches am besten einen Winkel von etwa 50° zwischen den Fäden hat, coincidiren und liest jedesmal die Stellung der betreffenden Micrometerschraube ab, so geben die Differenzen der Ablesungen die Abstände der Linien, ausgedrückt durch die Ganghöhe der Schraube.

Die Microscope haben bei dieser Anwendung den Nachtheil, dass die Länge der Micrometerschraube im Allgemeinen sehr gering ist, höchstens einige Centimeter beträgt. Sie eignen sich also auch nur für sehr kleine Spectralphotographieen, wie man sie z. B. von lichtschwächeren Sternen anfertigt. Für andere Aufnahmen aber sind sie recht unzweckmässig, weil man die Photographie dann in einer Reihe kleinerer Stücke ausmessen muss, was die Genauigkeit der Reducirung auf Wellenlängen beeinträchtigt. Um diese auszuführen, muss man nämlich die Wellenlängen einiger in dem Spectrum liegender Linien kennen. Für diese Linien stellt man zunächst eine Gleichung auf, welche eine Beziehung zwischen ihren Abständen und der Differenz ihrer Wellenlängen giebt, und diese Gleichung wird offenbar desto genauer, je grösser das gemessene Stück ist, je mehr Normalen man zur Verfügung hat.

565. Wenn man aus diesem Grunde die Micrometerschraube verlängert, so nimmt das Instrument die Form einer Theilmaschine an, bei welcher das Reisserwerk durch ein Microscop ersetzt ist, und man kann jede passend ge-

---

1) In neuester Zeit ist diese Erscheinung von vielen Seiten genauer verfolgt und bestätigt worden, siehe z. B. K. Schwarzschild, Ueber Abweichungen vom Reciprocitätsgesetz für Bromsilbergelatine. Photogr. Corresp. **36**, p. 109—111 (1899). Ueber die Wirkung intermittirender Belichtung auf Bromsilbergelatine. Photogr. Corresp. **36**. p. 171—178 (1899).

2) Siehe § 533.

baute Theilmaschine verwenden. Das Instrument wird freilich ziemlich kostbar, da lange exacte Micrometerschrauben sehr schwer herzustellen sind. — Die beste Maschine derart hat wohl Rowland für sich bauen lassen: in einem festen Gestell auf vier Füssen ist eine Micrometerschraube von etwa 25 cm Länge gelagert, welche bei Drehung eine Mutter verschiebt. Diese nimmt einen Rahmen mit, der unter 45° gegen die Horizontale geneigt ist und auf welchen die zu messende Platte gelegt wird. Unter dem Rahmen liegt ein Spiegel, welcher das Tageslicht durch die Platte hindurch reflectirt. Am Rande des Gestelles ist ein Microscop angeklemmt, welches senkrecht auf die Platte sieht. Die Schraube trägt einen Micrometerkopf, der in 100 Theile getheilt ist, die Zehntel werden geschätzt. Die grossen Vorzüge dieses einfachen Apparates bestehen darin, dass erstlich die Schraube nach Rowland's Verfahren hergestellt ist, also practisch fehlerfrei, und dass zweitens die Ganghöhe der Schraube passend gewählt ist: Die Maschine wird hauptsächlich zur Ausmessung von Platten gebraucht, die mit grossen Concavgittern von 6,5 m Krümmungsradius aufgenommen sind. Diese Spectra sind alle normal und haben denselben Maassstab, und die Schraube ist nun so geschnitten, dass bei einer Umdrehung die Platte sich gerade um eine Ångström'sche Einheit verschiebt. Man erhält somit ohne weitere Rechnung direct die Wellenlängendifferenzen aller Linien gegen die erste durch die Ablesungen an der Maschine.[1])

566. Wenn die Schraube bei einer derartigen Maschine nicht genügend fehlerfrei ist, so bleibt nichts anderes übrig, als sie zu untersuchen, eine Correctionstabelle anzulegen und bei jeder Messung zu verwenden. Dadurch wird aber die Rechnung wieder sehr erschwert, und wenn die Schraube einigermaassen schlecht ist, werden schliesslich trotz Correctionstabellen die Messungen nicht sehr exact werden. Man hat daher statt der Theilmaschine eine Abart des Comparators eingeführt, die in verschiedenen Formen gebraucht werden. Ein solches Instrument ist z. B. von Wanschaff in Berlin für Schumann gebaut worden[2]): auf einem Gestell liegt fest die Platte, neben ihr ein in Millimeter getheilter Maassstab. An einem Prisma verschiebt sich ihnen parallel ein Träger von zwei Microscopen, deren eines auf die Platte, das andere auf die Theilung gerichtet ist; ersteres hat nur ein Fadenkreuz, letzteres ein Ocularmicrometer. Man schiebt nun die beiden Microscope, die fest mit einander verbunden sind, so, dass eine Linie mit dem Fadenkreuz des ersten coincidirt, und ermittelt dann am zweiten den Abstand vom nächsten Millimeterstrich mittelst des Ocularmicrometers. Dasselbe wiederholt sich Linie für Linie. — Mir scheint der Apparat einzig brauchbar, wenn es sich darum handelt, gelegentlich einige Abstände von Linien zu ermitteln, nicht aber zur wirk-

1) Aehnliche Messvorrichtungen beschreiben noch B. Hasselberg in Svensk. Vet. Ak. Handl. **24.** Nr. 3, p. 12 (1891) und ibid. **32.** Nr. 2, p. 5 (1899), N. v. Konkoly, Centr.-Ztg. f. Opt. u. Mech. **8.** p. 241—242 (1887).

2) Eine ausführliche Beschreibung und Abbildungen finden sich bei: N. v. Konkoly, Practische Anleitung zur Himmelsphotogryphie u. s. v., Halle bei W. Knapp 1887, p. 190 u. ff. — Eine eigene Construction beschreibt Konkoly: Centr.-Ztg. f. Opt. u. Mech. **8.** p. 241—242 (1887).

lichen Ausmessung von linienreichen Spectralaufnahmen. Wenn auch die Messungen sehr genau werden mögen, denn ein Millimetermaassstab ist leicht mit genügender Genauigkeit getheilt, und ebenso die einige Millimeter lange Schraube des Ocularmicrometers, so muss doch die Messung mit einem so unglaublichen Zeitverlust vor sich gehen, dass sie practisch eben nicht durchführbar ist.

Ein vortrefflicher kleiner Comparator von Zeiss in Jena beruht auf demselben Princip, die Messung der Schraube abzunehmen und auf eine Theilung zu übertragen. Er ist ebenfalls benutzt worden[1]), würde aber auch für lange Messungsreihen nicht genügen; da ist nur die Theilmaschine zu brauchen.

567. Bei langen Messungsreihen, wie sie bei Ermittelung der Spectra der Metalle vorkommen, wo man manchmal auf einer Platte von 50 cm Länge 2000 bis 3000 Spectrallinien hat, ist es für das Auge ausserordentlich ermüdend und beeinträchtigt daher die Genauigkeit, dass man immer abwechselnd durch das Microscop einstellen und dann an dem Micrometerkopf ablesen muss. Ich habe daher bei einer Maschine, die Wolz in Bonn nach meinen Angaben gebaut hat, die Ablesung der Einstellungen durch ein Drucken derselben ersetzen lassen: Die Theilung auf dem Micrometerkopf ist in Relief, und an jedem zweiten Strich befindet sich eine Ziffer auch in Relief. Der feststehende Index befindet sich in Relief an der Unterseite neben dem Kopf. Auf derselben Axe, der Verlängerung der Micrometerschraube, sitzt unmittelbar neben dem mit der Axe natürlich fest verbundenen Micrometerkopf eine zweite ganz gleiche Scheibe lose auf, die ebenfalls mit 100 Strichen und Ziffern in Relief versehen ist. Sie ist mit dem Micrometerkopf durch ein Zahnrad so gekuppelt, dass sie sich um ein pars weiter gedreht hat, wenn der erstere eine ganze Umdrehung gemacht hat, sie zählt also die ganzen Umdrehungen von 1—100. An beiden getheilten Scheiben liegen mit Farbstoff getränkte Filzrädchen, welche die Striche und Ziffern abdruckfähig erhalten; dicht unter den Scheiben geht ein Papierband vorbei, welches durch Druck auf einen Knopf gegen die Räder gepresst wird, so dass ihre augenblickliche Stellung gedruckt wird. Beim Drücken des Knopfes schiebt sich zugleich das Papier zunächst automatisch um ein passendes Stück weiter. — Die Kurbel der Micrometerschraube und die ganze Druckvorrichtung ist auf der rechten Seite des Beobachters angebracht, die Einstellung der Linien auf das Fadenkreuz geschieht also mit der rechten Hand. Der Druckknopf dagegen liegt auf der linken Seite der Theilmaschine und ist durch einen unter der Maschine fortgehenden Hebel mit der Druckvorrichtung verbunden, damit man ihn mit der linken Hand bedienen könne. Ausser dem Druckknopf sind noch vier weitere Knöpfe vorhanden. die gestatten neben dem Druck der Einstellung auf dem etwas breiteren Papierstreifen noch Marken anzubringen; der erste macht einen Punkt, der zweite zwei u. s. w. und durch Combination dieser vier Marken bis zu vier

---

1) Z. B. von Runge und Paschen, Astrophys. J. **3**. p. 7 (1896); G. E. Hale, Astrophys. J. **10**. p. 102 (1899).

gleichzeitig kann man 15 verschiedene conventionelle Angaben über Intensität, Unschärfe, Umkehrung und dergl. neben der Einstellung markiren. Bei der Messung der Platte nimmt daher der Beobachter sein Auge nicht vom Microscop; mit der rechten Hand führt er eine Linie nach der andern unter das Fadenkreuz, um dann durch einen Druck auf einen oder mehrere Knöpfe mit der linken Hand die Lage der Linie und ihren Character zu fixiren. — Die Schraube hat eine Ganghöhe von $^1/_3$ mm, es werden also die $^1/_{3000}$ mm abgelesen; die Schraube ist so sorgfältig geschnitten, dass keine Correcturen anzubringen sind. — Im Uebrigen ist auch hier der die Platte tragende Tisch gegen die Horizontale geneigt und das Fernrohr entsprechend schräg gestellt.

Fig. 229.

— Fig. 229 giebt eine Ansicht der Maschine und ein Stückchen des Papierstreifens mit drei Einstellungen, die zu lesen wären: 51 786, 54 741, 54 990. Vor der Berechnung der Einstellungen in Wellenlängen muss man natürlich die Ablesungen auf dem Papierstreif abschreiben; trotzdem brauche ich mit dieser Maschine, die ich schon seit vier Jahren benutze, nicht halb so viel Zeit, wie mit einer ohne Druckvorrichtung, selbst wenn ich dabei die Ablesungen nicht selbst zu schreiben brauchte, sondern sie dictiren konnte.

568. Ich habe an meinem Ablesemicroscop in neuerer Zeit noch eine Vorrichtung anbringen lassen, welche nach meiner Meinung von grosser Bedeutung werden kann, weil sie eine zuverlässigere Bestimmung der Intensitäten gestattet. Rowland[1]) sagt einmal nicht ohne Berechtigung, dass bei genaueren Intensitätsmessungen so manche spectroscopische Arbeit überflüssig gewesen wäre. Ich glaube auch, dass man auf manchen Gebieten erheblich

1) H. A. Rowland. Astrophys. J. 1. p. 30 (1895), siehe auch Astrophys. J. 1. p. 14—17 (1895).

weiter kommen kann, wenn die jetzt üblichen rohen und sehr unzuverlässigen Schätzungen durch eine Messung ersetzt werden. Um dies zu ermöglichen, lässt sich in dem Microscop unmittelbar unter dem Fadenkreuz ein total reflectirendes Prisma einschieben, so dass es fast die Hälfte des Gesichtsfeldes deckt; es befindet sich in einem Rohr, welches senkrecht an das eigentliche Microscop angelöthet ist, und am Ende auch ein Objectiv trägt. Vor diesem wird durch einen leichten am Rohre befestigten Arm eine kleine photographische Platte gehalten, auf welcher dicht neben einander 10 Linien von verschiedener Intensität liegen. Schiebt man also das Reflexionsprisma in das Microscop ein, so sieht man in der einer Hälfte des Gesichtsfeldes direct das Spectrum, in der andern Hälfte durch Reflexion die Vergleichslinien und kann bei einiger Uebung mit ziemlicher Genauigkeit Intensitäten bestimmen. Die Vergleichslinien sind nach einem Vorschlage von Jewell[1]) dadurch hergestellt, dass unter einem feinen Spalt die Platte 1, 2, 4, 8 u. s. w. Secunden belichtet wurde. Damit die Linien nicht zu scharf werden, befindet sich dabei der Spalt in geringem Abstand von der Platte. Andere Vorschläge zur Herstellung der Vergleichslinien macht Jewell, ich finde aber, dass dies einfache Mittel völlig ausreicht, um Vergleichslinien zu erhalten, die den Character der meisten Spectrallinien der Metalle haben. Mit wachsender Expositionsdauer wächst bei den Linien nicht nur die Schwärze, sondern auch die Breite. Allerdings bin ich bei den bisher hergestellten Intensitätsscalen noch nicht ganz zufrieden mit der Abstufung der Intensitäten, welche bei den ersten Stufen zu schnell, bei den letzten zu langsam wachsen.

Zum Schluss dieses Abschnittes über die photographische Spectroscopie sei noch auf eine von Basquin[2]) angegebene hübsche Methode hingewiesen, die es ermöglicht, gute Ziffern in Trockenplatten zu schreiben, was z. B. für Publication von Spectralaufnahmen angenehm sein kann.

SECHSTER ABSCHNITT.

Benutzung von Fluorescenz und Phosphorescenz.

569. Es giebt noch eine zweite Wirkung der Lichtstrahlen, welche in der Spectralanalyse zur Untersuchung kurzwelliger Strahlen benutzt wird, die Erregung von Fluorescenz und Phosphorescenz. Letztere Erscheinung war schon recht lange bekannt, wie in der historischen Einleitung kurz angegeben wurde; Ausführliches findet man in dem Werke von E. Becquerel: La Lumière[3]). Die Fluorescenz dagegen wurde erst von Stokes erkannt, worüber auch in dem geschichtlichen Kapitel Näheres mitgetheilt ist. Dass

---

1) L. E. Jewell, An absolute scale of intensity for the lines of the solar spectrum and for quantitative spectrum analysis. Astron. & Astroph. **12**. p. 815—821 (1893).

2) O. H. Basquin, Device for putting wave-lengths on spectrum plates. Astrophys. J. 1. p. 166—167 (1895).

3) E. Becquerel, La lumière, ses causes et ses effets. 2 Bde. Paris bei Didot frères, 1867.

beide Erscheinungen im Wesentlichen identisch sind, hat Becquerel gefunden, sie unterscheiden sich nur durch die Dauer des Leuchtens, nachdem die Belichtung stattgefunden hat. — Wir haben es hier nicht mit den Erscheinungen selbst zu thun, sondern nur mit ihrer Anwendung zu spectroscopischen Untersuchungen, und können uns daher kurz fassen.

570. Für die ultravioletten Theile des Spectrums hat zuerst wohl Becquerel[1]) phosphorescirende Schichten angewandt. Er konnte zeigen, dass im Sonnenspectrum solche Schichten an genau denselben Stellen nicht leuchtend blieben, wo auf der photographischen Platte keine Veränderung eintritt, oder wo eventuell das Auge dunkle Linien im Spectrum erkennt. Er schloss daraus auf die Einheitlichkeit der Lichtstrahlen, und in sofern haben diese Versuche Bedeutung. — Nachdem 1852 Stokes[2]) die Fluorescenzerscheinungen kennen gelernt hatte, ersetzte man phosphorescirende Schirme durch fluorescirende. So hat Eisenlohr[3]) das Sonnenspectrum mit einem Gitter, welches in Russ auf Glas getheilt war, bis zur Wellenlänge 3540 verfolgen können.

Der erste, der einen besseren Gebrauch von dem neuen Hülfsmittel machte, war Stokes[4]), indem er mit Quarzapparat ultraviolette Emissions- und Absorptionsspectra zahlreicher Substanzen untersuchte. Er fing dabei das Spectrum auf einem Schirm auf, der entweder eine Uranglasplatte war, oder aus Papier bestand, welches mit einem Uranphosphat bestrichen war, das Stokes besonders günstig fand und dessen Herstellung er beschreibt. Die Arbeit enthält eine Fülle interessanter Beobachtungen. In derselben Weise verfuhr auch Müller[5]). Da aber zu gleicher Zeit die Photographie der Spectra begonnen hatte, so wurde die Methode bald nicht mehr benutzt, da sie sehr viel schlechter ist, schwache Linien gar nicht zeigt, und alle Linien in unscharfer Weise.

571. Ein neuer Aufschwung in der Anwendung der Fluorescenz schien indessen einzutreten, als Soret[6]) im Jahre 1874 sein fluorescirendes Ocular erfand. Die Betrachtung des Spectrums auf dem fluorescirenden Schirm in der bisherigen Weise ist nämlich mit Schwierigkeiten verbunden, sowohl, wenn der Schirm durchsichtig ist, wie bei Uranglas, als wenn er undurchsichtig ist. Soret findet, dass die Beobachtung wesentlich erleichtert wird, wenn man

---

1) E. Becquerel, Mémoire sur la constitution du spectre solaire. Bibl. univ. de Genève, **40**. p. 341—367 (1842).

2) G. G. Stokes, The change of refrangibility of light. Phil. Trans. 1852, II. p. 463—562; 1853, III. p. 385—396.

3) W. Eisenlohr, Die brechbarsten oder unsichtbaren Lichtstrahlen im Beugungsspectrum und ihre Wellenlängen. Pogg. Ann. **98**. p. 353—370 (1856).

4) G. G. Stokes, On the long spectrum of the electric light. Phil. Trans. **152**. II. p. 599—619 (1862).

5) J. Müller, Das Fluorescenzspectrum des electrischen Lichtes. Pogg. Ann. **130**. p. 137—140 (1867).

6) J. L. Soret, Spectroscope à oculaire fluorescent. Arch. sc. phys et nat. (2) **49**. p. 338—343 (1874), auch Pogg. Ann. **152**. p. 167—171 (1874), ferner: Arch. sc. phys. et nat. (2) **57**. p. 319—333 (1877), auch Ann. chim. et phys. (5) **11**. p. 72—86 (1877).

durchsichtige Schirme von der Seite her betrachtet, und construirt folgende Vorrichtung, die durch Fig. 230 dargestellt ist: LL ist ein Rohr, welches statt des gewöhnlichen Oculars in das Beobachtungsfernrohr eingeschoben wird. In dasselbe ist der fluorescirende Schirm ff eingesetzt, welcher an die Stelle des Fadenkreuzes kommt. Am Ende des Rohres befindet sich ein Ring bd, durch welchen zwei senkrecht zur Ebene der Zeichnung stehende und daher nicht gezeichnete Schrauben hindurchgehen, zwischen deren Spitzen das eigentliche gewöhnliche Ocular drehbar gelagert ist. Dies lässt sich also in der Ebene der Zeichnung um eine Axe drehen, die die Zeichnung in 0 schneiden würde.

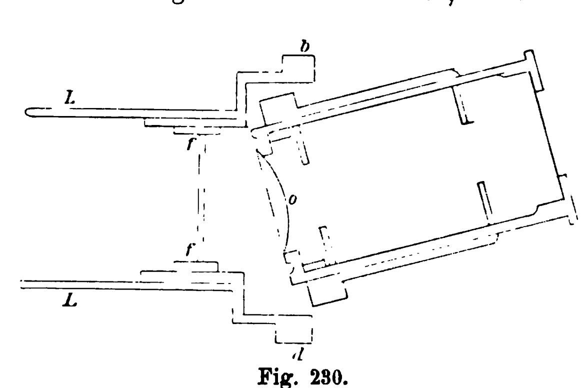


Fig. 230.

Der fluorescirende Schirm besteht entweder aus einer Uranglasplatte, oder einer dünnen Flüssigkeitsschicht, die sich zwischen zwei Platten befindet: die dem Prisma zugekehrte Platte muss natürlich aus Quarz hergestellt sein, wenn man kürzere Wellen als λ 3000 beobachten will, die dem Ocular zugekehrte kann aus Glas sein, da ja nur das Fluorescenzlicht hindurch zu gehen hat. Als Flüssigkeiten empfiehlt Soret entweder doppeltschwefelsaures Chinin, oder für die kürzeren Wellen Aesculinlösung.[1]) Mit diesem Apparat hat Soret selbst eine grosse Anzahl vortrefflicher Untersuchungen[2]), namentlich über Absorption im Ultraviolett ausgeführt; er hat damit die Linien des Aluminium bei 1850 sehen können.

Schon früher hatte Baille[3]) den Gedanken gehabt, nicht in Richtung der Strahlen zu beobachten: er setzte indessen den fluorescirenden undurchsichtigen Schirm unter 45° gegen die Strahlen, das Ocular unter 90° gegen dieselbe Richtung. Das ist offenbar recht unbequem, und man sieht nur ein kleines Stück des Spectrums gleichzeitig scharf.

Das Soret'sche Ocular ist sehr wenig verwandt worden ausser durch Soret selbst, und der Grund ist darin zu suchen, dass die Spectra doch sehr lichtschwach sind, namentlich freilich, wenn man nicht das schiefstehende Ocular benutzt. Helmholtz[4]) beobachtet beim Sonnenspectrum, dass, wenn man einfach ins Fernrohr an die Stelle des Fadenkreuzes einen fluorescirен-

1) W. N. Hartley und A. K. Huntington nehmen ein Gelatineblättchen, das Aesculinlösung enthält, oder Papier, welches mit dieser Lösung getränkt ist; es soll ihr etwas Ammoniak zugesetzt werden; siehe: Researches on the action of organic substances on the ultraviolet rays of the spectrum. Phil. Trans. **170** I. p. 257—274 (1879).

2) Die Abhandlungen befinden sich in den Arch. sc. phys. et nat. von 1878—1890.

3) J. B. Baille, Recherches sur les indices de réfraction. Ann. du conservatoire des arts et métiers. 7. p. 184—283 (1867)*.

4) H. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik.

den Schirm einschiebt, die Helligkeit sogar geringer wird, als sie für das blosse Auge ist. Trotzdem verwendet Schönn[1]) dies Verfahren, da er mit dem Soret'schen Ocular nichts erreichen kann: er stellt das Ocular in die Richtung der Strahlen und schiebt ein mit schwefelsaurem Chinin getränktes Papierblättchen ein. Seine Resultate scheinen freilich recht mässige zu sein.[2]) Dagegen dürfte eine Vorrichtung von Liveing und Dewar[3]) eine wirkliche Verbesserung des Oculars darstellen. Die Lupe ist nicht in der Ebene der Ausdehnung des Spectrums geneigt, sondern senkrecht dazu. Fig. 231 zeigt die Vorrichtung: a ist eine Quarzplatte, welche das Ende des Fernrohrs abschliesst. Die innere Seite befindet sich an der Stelle des Fadenkreuzes und ist mit einer Marke versehen, auf welche man bei Messungen die Spectrallinien einstellt. c ist eine mit Aesculinlösung gefüllte Kammer, die bei b durch eine Glasplatte verschlossen ist, hinter der sich die Lupe befindet. Bei d ist noch eine kleine durch Glas verschlossene Oeffnung, durch welche man eventuell die Marke beleuchten kann.

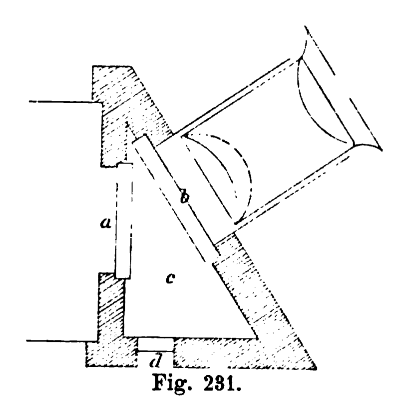


Fig. 231.

Heute ist diese Beobachtungsweise des Ultraviolett fast ganz durch die Photographie verdrängt, die Spectrallinien von ganz anderer Schärfe zu erhalten gestattet. Aber man wird doch mitunter mit Vortheil auf fluorescirende Schirme zurückgreifen, wenn es sich bei der Photographie der Spectren um das Justiren des Apparates handelt: eine rohe Einstellung in die Bildebene kann man rasch mit einem solchen Schirm erreichen, um dann die endgültige Justirung mit der Platte vorzunehmen.[4])

572. Wie die Fluorescenz der Körper fast nur durch kürzere Wellen hervorgerufen wird, so auch die Phosphorescenz. Trotzdem kann man diese zur Beobachtung des Ultraroth benutzen durch eine Wirkung, die sich zuerst in Goethes Farbenlehre[5]) erwähnt findet, und dort von Seebeck[6]) herstammt. Goethe schreibt: „Den Bononischen Phosphoren theilt sich das Licht mit durch blaue und violette Gläser, keineswegs aber durch gelbe und gelbrothe; ja man will sogar bemerkt haben, dass die Phosphoren, welchen man

1) J. L. Schönn, Ueber ultraviolette Strahlen. Wied. Ann. **9**. p. 483—492, **10**. p. 143—148 (1880).

2) Siehe J. L. Soret, Observations sur un mémoire de M. Schönn. Arch. sc. phys. et nat. (3) **4**. p. 510—515 (1880).

3) G. D. Liveing and J. Dewar, On some modifications of Soret's fluorescent eye-piece. Cambridge Proc. **4**. p. 342—343 (1883).

4) Siehe z. B. A. Cornu, J. de Phys. **8**. p. 185—193 (1879).

5) J. W. Goethe, Zur Farbenlehre. Bd. 1. 1808. § 678 und 679. Weimarer Ausgabe. II. Abth. Bd. 1. p. 269.

6) Siehe Goethe's Farbenlehre, Historischer Theil II. — Weimarer Ausgabe. II. Abth, 4. Bd. p. 323 ff.

durch violette und blaue Gläser den Glühschein mitgetheilt, wenn man solche nachher unter die gelben und gelbrothen Scheiben gebracht, früher verlöschen, als die, welche man im dunklen Zimmer ruhig liegen lässt. Man kann diese Versuche wie die vorhergehenden auch durch das prismatische Spectrum machen, und es zeigen sich immer dieselben Resultate."

Diese Notiz ist offenbar übersehen worden, bis Becquerel[1]) von neuem die Thatsache fand, dass die Phosphorescenz schnell verschwindet, wenn man den Körper langen Wellen aussetzt. Lässt man daher auf eine vorher leuchtend gemachte Platte das Sonnenspectrum fallen, so wird im Roth und Ultraroth das Leuchten aufhören bis auf die Stellen, wo Fraunhofer'sche Linien liegen, man sieht also ein negatives Bild des Spectrums. E. Becquerel[2]) bemerkt, dass die Auslöschung des Phosphorescenzlichtes durch lange Wellen nicht unmittelbar erfolgt, sondern dass zuerst die getroffenen Stellen heller leuchten, dann aber sehr schnell verblassen. Er erklärt daher die Erscheinung als eine Wirkung der Wärme: es ist ja bekannt, dass jede phosphorescirende Substanz durch Erwärmung zu lebhafterer und daher schneller abklingender Lichtemission veranlasst werden kann. Draper[3]) freilich bezweifelt die Richtigkeit dieser Erklärung, da er gefunden zu haben meint, dass auch ein Gebiet im Violett Auslöschung herbeiführe. — Becquerel[4]) findet in der sog. hexagonalen oder Sidot'schen Blende, einem Zinksulfat, eine besonders geeignete Substanz für diese Versuche, untersucht[5]) damit das Sonnenspectrum und bestimmt die Wellenlängen der im Ultraroth liegenden Fraunhofer'schen Linien, wie er meint bis zu $\lambda = 13100$. Er benutzt dabei zwei verschiedene Methoden: entweder wird die Schicht zuerst belichtet, dann dem Spectrum ausgesetzt; die Methode gelingt mit allen phosphorescirenden Substanzen. Oder er nimmt zwei Spalte neben einander und dahinter zwei Prismen: hinter dem einen wird eine Linse aufgestellt, welche ein scharfes Spectrum auf der Schicht entwirft; das andere mit breitem Spalt entwirft ein unscharfes Spectrum und wird so gestellt, dass das Violett auf das Ultraroth des scharfen Spectrums fällt. Diese Methode ist die bessere, aber nur brauchbar, wenn das Licht weder zu schnell noch zu langsam abklingt. So klingen Flussspath, kohlensaurer Kalk, Uranverbindungen, Platincyanüre zu schnell ab, die schwefelsauren Salze von Calcium, Baryum, Strontium zu langsam, während die Sidot-sche Blende vorzüglich wirkt.

---

1) E. Becquerel, Mémoire sur la constitution du spectre solaire, C. R. **14**. p. 901—903 (1842).

2) E. Becquerel, Note sur la phosphorescence produite par insolation. Ann. chim. et phys. (3) **22**. p. 244—255 (1848).

3) J. W. Draper, On the phosphorograph of a solar spectrum, and on the lines of its infra-red region. Proc. Amer. Acad. **16**. p. 223—234 (1881); Amer. J. (3) **21**. p. 171—182 (1881).

4) E. Becquerel, Note sur la phosphorescence de la blende hexagonale. C. R. **63**. p. 142—146 (1866).

5) E. Becquerel, C. R. **77**. p. 302—304 (1873). C. R. **83**. p. 249—255 (1876). Ann. chim. et phys. (5) **10**. p. 5—13 (1877). J. de Phys. (2) **1**. p. 139—140 (1882).

Besonders um diese Methode verdient gemacht hat sich aber H. Becquerel[1]), der theils das Spectrum der Sonne, theils Emissions- und Absorptionsspectra verschiedener Körper damit untersucht hat und im Gitterspectrum auch Messungen der Wellenlängen ausgeführt hat. Abney[2]) hat zuerst darauf aufmerksam gemacht, dass für die Balmain'sche Leuchtfarbe die Wellenlänge des auslöschenden Lichtes doppelt so gross ist, als die des am stärksten erregenden. Becquerel[3]) dagegen sagt, die Substanzen, deren Erregung durch möglichst kurze Wellen gelinge, seien auch für möglichst lange gut brauchbar; es sei für alle Substanzen das Product aus den günstigsten kurzen und langen Wellenlängen ungefähr eine und dieselbe Constante. — Becquerel erreicht eine Wellenlänge von etwa 18000 im Sonnenspectrum, 13000 im Emissionsspectrum des Zink.

Inzwischen hat J. W. Draper[4]) ein Mittel gefunden, um die Methode viel zuverlässiger zu gestalten: er legt die phosphorescirende Platte auf eine photographische Trockenplatte, die nach Entwickelung und Fixage das leuchtende Bild dauernd fixirt zeigt, so dass man bequem Messungen vornehmen kann. Diese Methode benutzt Lommel[5]) erst für das prismatische, dann für das Gitterspectrum der Sonne. In seiner zweiten Abhandlung finden sich Reproductionen des Sonnenspectrums bis zu etwa 9300, welche von der Brauchbarkeit der Methode Zeugniss ablegen.

Henry[6]) beschreibt eine Methode zur Herstellung der hexagonalen Blende.

SIEBENTER ABSCHNITT.

Benutzung der Wärmewirkung der Strahlen.

573. Die chemische Wirkung der Lichtstrahlen auf die Silbersalze gestattet, wie wir in den vorhergehenden Paragraphen gesehen haben, namentlich die Untersuchung der kürzeren Wellen, und man findet in älteren Lehrbüchern überall die Angabe, eine chemische Wirkung werde nur von diesen kurzen Wellen, den sogen. actinischen Strahlen hervorgebracht. Das ist indess wie wir fanden, nicht richtig, es hängt einzig von der Beschaffenheit der Sub-

1) H. Becquerel, C. R. **96**. p. 121—124, 1215—1218 (1883); C. R. **97**. p. 71—74 (1883), Ann. chim. et phys. (5) **30**. p. 5—68 (1883); C. R. **99**. p. 374—376, 417—420 (1874).

2) W. de W. Abney, On the violet phosphorescence in calcium sulphide. Phil. Mag. (5) **13**. p. 212—214 (1882).

3) H. Becquerel, Maxima et minima d'extinction de la phosphorescence sous l'influence des radiations infra-rouges. C. R. **96**. p. 1853—1856 (1883).

4) J. W. Draper, On the phosphorograph of a solar spectrum, and on the lines in its infra-red region. Proc. Amer. Acad. **16**. p. 223—234 (1880), auch Amer. J. (3) **21**. p. 171—182 (1881), Phil. Mag. (5) **11**. p 157—169 (1881).

5) E. Lommel, Phosphoro-Photographie des ultrarothen Spectrums. Münch. Sitzber. **18**. p. 397—403 (1888), auch Wied. Ann. **40**. p. 681—686 (1890). Phosphoro-Photographie des ultrarothen Gitterspectrums. Münch. Sitzber. **20**. p. 84—87 (1890), auch Wied. Ann. **40**. p. 687—690 (1890).

6) Ch. Henry, Préparation nouvelle et photométrie du sulfure de zinc phosphorescent. C. R. **115**. p. 505—507 (1892).

stanz ab, auf welche wir das Licht wirken lassen, welche Strahlen Zersetzung herbeiführen, und wir konnten z. B. Bromsilber von solcher Beschaffenheit erzeugen, dass die ultrarothen Strahlen ebenso stark wirken, wie die blauen. Immerhin aber kennt man noch sehr wenige Methoden, um in zweckmässiger Weise lange Wellen durch ihre chemische Wirkung zu untersuchen, man kommt höchstens bis zur Wellenlänge 20 000. Da ist es denn sehr günstig, dass diese langen Wellen durch eine zweite Wirkung des Lichtes besser zu erkennen sind, durch ihre Wärmewirkung, welche ja auch zu ihrer ersten Entdeckung durch Herschel führten. In der ersten Zeit fand die Untersuchung ausschliesslich mit Hülfe von Thermometern statt, einem offenbar sehr ungeeigneten Instrumente wegen seiner Unempfindlichkeit, Trägheit, Wärmecapacität und wegen des Einflusses der Glashülle. Dass es trotzdem gelang, einige Thatsachen über die sogen. strahlende Wärme zu ermitteln, dass sogar Foucault und Fizeau im Stande waren, angenäherte Bestimmungen über die Wellenlänge dieser Strahlen zu erhalten, ist in dem ersten Kapitel über die Geschichte der Spectroscopie angegeben. (Siehe § 27.)

574. Aber ein erheblicher Fortschritt konnte erst durch Einführung eines neuen Instrumentes erfolgen. Nachdem Seebeck die Erscheinungen der Thermoelectricität aufgefunden, construirten Nobili und Melloni 1830[1]) die erste Thermosäule aus Stäbchen von Wismuth und Antimon, und hatten damit ein Instrument, welches etwa die zehnfache Empfindlichkeit besass, wie das beste Thermometer. Die Form des Instrumentes ist zu bekannt, als dass ich hier darüber zu sprechen brauchte. Nur sei erwähnt, dass man von der gewöhnlich gebrauchten Thermosäule, bei welcher die Löthstellen eine Fläche bilden, die für spectroscopische Zwecke benutzte, die lineare Thermosäule, zu unterscheiden hat. Hier hat man nur eine Reihe von Löthstellen, welche eine mehr oder weniger dicke Linie bilden und daher gestatten, begrenzte Gruppen von Wellenlängen eines Spectrums zur Wirkung zu bringen. Das Instrument ist bis in die neueste Zeit fast unverändert geblieben, nur hat man statt der genannten reinen Metalle Legirungen benutzt, theils weil diese sich besser bearbeiten lassen, theils weil die thermoelectromotorische Kraft grösser sein soll. So empfiehlt Becquerel[2]) statt Wismuth eine Legirung von 10 Theilen Wismuth und 1 Theil Antimon, und statt des Antimon ein Gemisch von 806 Theilen Antimon, 696 Theilen Cadmium und 80 bis 150 Wismuth. Ueber die Differentialthermosäule von Carvallo siehe § 649.

575. Melloni war der erste, der eine grosse Reihe von Untersuchungen über strahlende Wärme ausführte, die wir aber hier nicht zu besprechen haben; sie sind meist nicht spectraler Natur, d. h. sie behandeln die gesammte von irgend einer Quelle ausgehende Wärmestrahlung, die entweder gar nicht oder sehr unvollkommen zerlegt wird. Dadurch mussten offenbar grosse Schwierig-

1) L. Nobili et M. Melloni, Recherches sur plusieures phénomènes calorifiques entreprises au moyen du thermomultiplicateur. Ann. Chim. et Phys. (2) **48.** p. 187—218 (1831).

2) E. Becquerel, La lumière, ses causes et ses effets. Vol. II, p. 22. Paris bei Didot 1868.

keiten entstehen; es konnte z. B. vorkommen, dass zwei Körper sich für die sichtbaren Strahlen gleich durchlässig zeigten, für die ultrarothen aber sehr verschieden. Da man an die Zerlegung der Strahlen nach einem Spectrum, an die verschiedenen Wellenlängen, nicht dachte, sondern einfach von den dem Lichte beigemischten Wärmestrahlen sprach, so konnte ein solcher Versuch zu dem Schlusse führen, die Natur der Wärmestrahlen sei ganz verschieden von der der Lichtstrahlen. In der That zog Melloni anfangs diesen Schluss, aber seine weiteren Versuche zeigten ihm die Irrigkeit desselben, und so wurde er ein eifriger Verfechter der Ansicht, dass Licht und strahlende Wärme identisch seien, dass sie sich nur durch die Wellenlänge oder die Farbe, wie Melloni sagte, unterscheiden. Bekanntlich hat der Streit über die Einheitlichkeit der Aetherwellen sich noch lange hingezogen, wenn er auch in der Mitte des Jahrhunderts fast allgemein als im richtigen Sinne entschieden anerkannt wurde. Aber noch 1857 macht Franz[1]) mit der Thermosäule Versuche, um zu sehen, ob durch gefärbte Flüssigkeiten mit Absorptionsstreifen an allen Stellen des Spectrums die Wärmestrahlen proportional den Lichtstrahlen geschwächt würden, was sich natürlich bestätigte.

Aus den Arbeiten Melloni's, die sich bis über die Mitte des Jahrhunderts erstrecken, seien noch seine zahlreichen Untersuchungen über die Durchlässigkeit verschiedener Körper für Wärme, die von verschieden hoch erhitzten Körpern ausgeht, erwähnt. Er findet hier[2]), dass von allen Körpern Steinsalz der durchlässigste sei und sich für Strahlung jeder Temperatur gleich verhalte, also nach Melloni's Bezeichnung keine Wärmefärbung besitze, während bei anderen Körpern die Durchlässigkeit abhänge von der Art der Strahlen.

576. Im Jahre 1835 begann Forbes[3]) sich ebenfalls mit Wärmestrahlen zu beschäftigen, und indem er fand, dass dieselben sich polarisiren und brechen lassen wie Licht, stützte er sehr wesentlich die Ueberzeugung von der Einheitlichkeit der Strahlen. Auf demselben Gebiete bewegen sich die schönen Untersuchungen von Knoblauch[4]), die 10 Jahre später begannen. Knoblauch fand bei seinen Arbeiten ein zweites für Linsen und Prismen hier sehr geeignetes Material im Sylvin[5]), was Magnus[6]) bestätigte. — 1844 beginnt de la Provostaye erst allein, dann in Verbindung mit Desains eine ausgedehnte Reihe von Untersuchungen über strahlende Wärme. Sie bestreiten

---

1) R. Franz, Untersuchungen über die Diathermansie einiger gefärbter Flüssigkeiten. Pogg. Ann. **101**. p. 46—68 (1857). Siehe auch Pogg. Ann. **94**. p. 337—356 (1855).

2) Siehe z. B. M. Melloni, Nouvelles recherches sur la transmission immédiate de la chaleur rayonnante par différents corps solides et liquides. Ann. chim. et phys. (2) **55**. p. 337—397 (1833).

3) Die Arbeiten von J. D. Forbes sind fast alle in den Transactions der Royal Society of Edinburgh erschienen.

4) Die Abhandlungen von H. Knoblauch sind in Poggendorff's Annalen erschienen.

5) H. Knoblauch, Ueber den Durchgang der strahlenden Wärme durch Sylvin. Pogg. Ann. **136**. p. 66—70 (1869).

6) G. Magnus, Ueber die Diathermansie des Sylvins. Ber. Chem. Ges. **1**. p. 129—131 (1868).

als die ersten, dass Steinsalz alle langen Wellen gleich gut durchlasse[1], und gerathen dadurch in einen Streit mit Melloni[2]. Obgleich wir heute wissen, dass sie sachlich Recht gehabt haben, so erscheint es doch zweifelhaft, ob sie das Resultat nicht durch Beobachtungsfehler fanden, wie Melloni behauptet.

Im Jahre 1858 versucht Müller[3] die Wellenlänge der längsten im Sonnenspectrum bemerkbaren Strahlen zu ermitteln mit Glas- und Steinsalzprisma; das scheitert aber an der Unkenntniss der Dispersion dieser Substanzen, verschiedene Dispersionsformeln geben als Grenze 18 μ, resp. 48 μ. Das Wichtigste in dieser Arbeit ist aber, dass Müller sich klar gemacht hat, dass die Angabe der Intensitätsvertheilung in einem prismatischen Spectrum keine Bedeutung hat, solange man die Dispersion nicht kennt. Er versucht daher seine Messungen auf ein normales Spectrum zu reduciren. — In demselben Jahre beginnt auch Tyndall[4] seine Untersuchungen über die Absorption der Wärmestrahlen durch Gase und Dämpfe, die ihn viele Jahre lang beschäftigen sollten. Von seinen Resultaten sei hier nur das erwähnt, welches ihn in einen langen Streit mit Magnus verwickelte: die starke Absorption der Wärme durch Wasserdampf. Wir wissen heute nicht nur, dass Tyndall vollkommen Recht hatte, wir wissen auch genau, wie das Absorptionsspectrum des Wasserdampfes aussieht, welche Wellenlängen absorbirt werden. Tyndall beobachtete damals zuerst das ultrarothe Spectrum des Kohlebogens[5] und fand, dass dasselbe dem sichtbaren und ultravioletten Theil viel mehr überlegen ist, als bei der Sonne, woraus er auf die viel höhere Temperatur der Sonne schliesst. Er findet weiter zuerst experimentell das Resultat, dass bei gesteigerter Temperatur die Intensität aller Wellenlängen, auch der ultrarothen wächst. Als ein Mittel, die längeren von den sichtbaren Wellen zu trennen, findet er eine Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff. Aus den folgenden Jahren haben wir Arbeiten von Desains und Schultz-Sellack zu erwähnen, die neue gut durchlässige Substanzen für die langen Wellen finden, nämlich Desains[6] den Flussspath, Schultz-Sellack[7] für die längsten Wellen Chlorsilber und Bromsilber. Aus diesen Salzen lassen sich, wenn geschmolzen, glasartige Plättchen bilden, welche von Strahlen, die von 100° warmem Russ ausgingen, in 3 mm dicker Schicht noch nahezu die Hälfte hindurchliessen. — Im

---

1) F. de La Provostaye et P. Desains, Équilibre de la température dans les enceintes. Étude sur l'émission du sel gemme. C. R. **36**. p. 84—87 (1853).

2) M. Melloni, Recherches sur les substances diathermanes. C. R. **36**. p. 709—713 (1853).

3) J. Müller, Wellenlänge und Brechungsexponent der äussersten dunklen Wärmestrahlen des Sonnenspectrums. Pogg. Ann. **105**. p. 337—359 u. 543—547 (1858).

4) Die Hauptabhandlungen von J. Tyndall befinden sich in den Philosophical Transactions der Royal Society of London.

5) J. Tyndall, On calorescence. Phil. Trans. **156**. II, p. 1—24 (1866).

6) P. Desains, Recherches sur l'absorption de la chaleur obscure. C. R. **65**. p. 406—408 (1867).

7) K. Schultz-Sellack, Ueber Diathermansie einer Reihe von Stoffen für dunkle Wärme. Berl. Ber. 1869, p. 745—747.

Jahre 1872 haben wir eine Arbeit von Draper[1]) mit der Thermosäule, die aber zu falschen Resultaten führte. Lamansky[2]) beobachtet gleichzeitig das ultrarothe Sonnenspectrum, fördert aber die Kenntnisse nicht im Vergleich zu Foucault und Fizeau.

Im Jahre 1875 vereinigt sich Desains mit Aymonnet, um das Absorptionsspectrum des Wassers zu untersuchen. Aymonnet ist seit dieser Zeit bis heute auf demselben Gebiet thätig geblieben, aber ich muss gestehen, dass ich seine Resultate absolut nicht verstehe, und fast sämmtlich für Beobachtungsfehler halte. So behauptet er[3]), alle Metalle seien diatherman, mehr als Wasser; er findet in den prismatischen Spectren aller Strahlungsquellen Maxima und Minima der Wärme, deren Lage mit der Substanz des Prismas variabel ist und deren Abstände in Wellenlängen nahezu identisch sein sollen[4]). In einer weiteren Arbeit[5]) wird behauptet, die Wärmemaxima und Minima im sichtbaren Theil des Spectrums coincidiren nicht nothwendig mit denen des Lichts. Wenn man absorbirende Schichten einschalte, so bleiben die Maxima und Minima an ihrer Stelle, wenn die Schicht zwischen Lichtquelle und Spalt gehalten wird, aber nicht, wenn sie zwischen Prisma und Thermosäule gebracht wird; die Lage der Maxima hänge nur von der Natur der Schicht ab, die der Thermosäule zunächst steht, u. s. w. Es wird von dem Autor auch eine Theorie seiner Beobachtungen gegeben[6]), von welcher ich aber ebenso wenig verstehe; er findet eine Beziehung zwischen dem Abstand seiner Maxima und „le diamètre de l'espace moléculaire de la matière du prisme" und „l'équivalent de cette matière." Ich werde später kaum Gelegenheit haben, auf diese Untersuchungen zurück zu kommen, und gebe daher in der Anmerkung[7]) die gesammte Litteratur von Aymonnet an.

Im Jahre 1879 unternimmt Mouton[8]) neue Bestimmungen der ultrarothen Wellenlängen, im Ganzen nach der Methode von Foucault und Fizeau. Er gelangt im Sonnenspectrum bis zu 2,1 μ. Sehr viel zuverlässiger ist die Methode von Desains und Curie[9]), die ein Metallgitter benutzen, und die Strahlung verschiedener Wärmequellen beobachten. Sie erreichen $\lambda = 7\mu$.

---

1) J. W. Draper, On the distribution of heat in the spectrum. Amer. J. (3) **4**. p. 161—175 (1872).

2) S. Lamansky, Untersuchungen über das Wärmespectrum des Sonnen- und Kalklichtes. Berl. Ber. 1871, p. 732—641, Pogg. Ann. **146**. p. 200—232 (1872).

3) Aymonnet, C. R. **84**. p. 259—260 (1877).

4) Aymonnet, C. R. **114**. p. 382—385 (1892).

5) Aymonnet, C. R. **117**. p. 304—306 (1893).

6) Aymonnet, C. R. **117**. p. 304—306 u. 402—405 (1893).

7) Ausser den schon genannten Arbeiten siehe: C. R. **82**. p. 1153—1156 (1876); C. R. **83**. p. 971—973 (1876); C. R. **83**. p. 1102—1104 (1876); C. R. **87**. p. 494—497 (1878); C. R. **113**. p. 418—421 (1891); C. R. **119**. p. 50—52 (1894); C. R. **119**. p. 151—154 (1894); C. R. **121**. p. 1139—1141 (1895); C. R. **123**. p. 645—647 (1896).

8) L. Mouton, Spectre calorifique normal du soleil et de la lampe à platine incandescent (Bourbouze) C. R. **89**. p. 295—298 (1879); Sur la mesure des longueurs d'ondulation des radiations infra-rouges. Ann. chim. et phys. (5) **18**. p. 145—189 (1880).

9) P. Desains et P. Curie, Recherches sur la détermination des longueurs d'onde des rayons calorifiques à basse température. C. R. **90**. p. 1506—1509 (1880).

577. Aus derselben Zeit haben wir einige Versuche, mit der Thermosäule das Gesetz zu ermitteln, nach welchem die Wärmestrahlung eines Körpers von seiner Temperatur abhängt. Rossetti[1]) beobachtete nur die Gesammtstrahlung und suchte die Temperaturen der Strahlungsquellen zu bestimmen, Jacques[2]) aber maass die Intensitätsvertheilung im Spectrum von Platindraht, der auf verschiedene Temperaturen erhitzt wurde. Aehnliche Versuche mit Platindraht und Glühlampen machten Abney und Festing[3]). Dieselben verwandten kurz darauf[4]) die Thermosäule, um Absorptionsspectra verschiedener Substanzen im Ultraroth zu ermitteln, und in gleicher Weise verfährt Nichols.[5]) Es sei hier nur ein Resultat des letzteren erwähnt, nämlich, dass Alaunlösung die Wärmestrahlen gar nicht stärker absorbire, als reines Wasser. Es liegt hier ein merkwürdiges Beispiel vor, wie lange Zeit sich ein Vorurtheil halten kann; es scheint ganz allgemein Alaunlösung als vortreffliches Mittel betrachtet worden zu sein, um die ultrarothen Wellen von den sichtbaren zu trennen, obgleich keine Autorität für diese Annahme zu finden ist. Conroy[6]) bemerkte wohl zuerst[7]) den Irrthum, der dann von Draper[8]), Bidwell[9]), Guillaume[10]), Hutchins[11]) bestätigt wurde, während Porter[12]) sich für eine Wirkung der Alaunlösung ausspricht; Nichols findet also, wie bemerkt, auch keine Wirkung.[13]) — Wir haben zum Schluss noch vortreffliche Arbeiten von Carvallo[14]) zu erwähnen, der durch eine Modification der Methode von Mouton im Stande ist, die Brechungsexponenten des Flussspathes genauer und weiter ins Ultraroth hinein zu verfolgen, als das bis dahin möglich gewesen war.

578. Es ist damit eine kurze Uebersicht über die Arbeiten gegeben, welche mit der Thermosäule gemacht worden sind; die einzelnen Resultate

1) F. Rossetti, Nuovo Cim. (3) **6**. p. 101—115 (1879); ibid. (3) **7**. p. 138—156, 185—203 (1880).

2) W. W. Jacques, Distribution of heat in the spectra of various sources of radiation. Proc. Amer. Acad. **14**. p. 142—163 (1879).

3) W. de W. Abney and Festing, The relation between electric energy and radiation in the spectrum of incandescence lamps. Proc. Roy. Soc. **37**. p. 157—173 (1884).

4) W. de W. Abney and Festing, Absorption-spectra thermograms. Proc. Roy. Soc. **38**. p. 77—83 (1885).

5) E. F. Nichols, A study of the transmission spectra of certain substances in the infra-red. Phys. Review **1**. p. 1—18 (1893).

6) J. Conroy, Some observations on the amount of luminous and nonliminous radiation emitted by a gas flame. Proc. Roy. Soc. **47**. p. 55—67 (1889).

7) Vorher hat freilich schon Langley, Amer. J. (3) **21**. p. 187—198 (1881) angegeben, Wasser lasse 59%, Alaunlösung 53% der Sonnenstrahlung hindurch, und auch Bell (Amer. J. (3) **21**. p. 463—490 (1881) findet, Alaunlösung sei gut durchsichtig.

8) H. Napier Draper, Alum solution. Nat. **44**. p. 446 (1891).

9) S. Bidwell, Alum solution. Nat. **44**. p. 565 (1891).

10) Ch. Ed. Guillaume, Alum solution, Nat. **44**. p. 540—541 (1891).

11) C. C. Hutchins, Note on the absorption of radiant heat by alum. Amer. J. (3) **43**. p. 526 (1892).

12) T. C. Porter, Alum solution. Nat. **45**. p. 29 (1891).

13) Siehe über Wirkung der Alaunlösung auch noch: W. de W. Abney and Festing, Proc. Roy. Soc. **38**. p. 77—83 (1885) und Ch. Friedel, Wied. Ann. **55**. p. 453—478 (1895).

14) E Carvallo, J. de phys. (3) **2**. p. 27—36 (1893); C. R. **116**. p. 1189—1191 (1893); C. R. **117**. p. 306—307, 845—847 (1893); Ann. chim. et phys. (7) **4**. p. 5—79 (1895).

werden wir in den betreffenden Kapiteln zu erörtern haben. Die Thermosäule hat sich dabei in ihrer Construction kaum geändert, nur die Galvanometer sind im Lauf der Jahre empfindlicher geworden. Hutchins[1]) hat zwar den Vorschlag gemacht, Thermoelemente aus Stahlfeder und Kupferdraht herzustellen, allein er scheint keine Nachfolger gefunden zu haben. Interessant bei seiner Construction ist, dass er dicht hinter die Löthstelle einen kleinen Hohlspiegel setzt und dadurch die Wirkung verstärkt. Dagegen hat eine Construction von Rubens[2]) sich in dessen Händen bewährt: er löthet Drähte aus Eisen und Constantan zusammen, seine Thermosäule enthält auf eine Länge von 20 mm 20 Löthstellen. Mit einem empfindlichen Galvanometer entspricht ein Ausschlag von einem Scalentheil $2,2 \times 10^{-6}$ Grad Celsius. Die Ausschläge erfolgen so schnell, wie beim Bolometer, der stationäre Zustand ist in kürzerer Zeit erreicht, als eine Schwingung dauert. — Nach diesen Angaben würde die Empfindlichkeit die eines guten Bolometers fast erreichen, und der Gebrauch dürfte sehr viel einfacher sein.

579. Die Wärmewirkung der Strahlen ist auch noch auf verschiedene andere Arten sichtbar gemacht und zur Untersuchung benutzt worden, und ich will die betreffenden Instrumente hier angeben, auch wenn sie sich zu practischer Verwerthung nicht alle als geeignet herausgestellt haben.

Zunächst wäre ein von Weber[3]) construirter Apparat zu erwähnen, der in gewissem Sinne eine Abänderung des Bolometers ist: Ein Zweig einer Wheatstone'schen Brückencombination ist durch eine Glasröhre von etwa 1 mm Durchmesser gebildet, welche in der Mitte mit Quecksilber, an beiden Enden mit Zinksulfatlösung gefüllt ist. Durch eingeschmolzene Platindrähte wird sie in den Stromkreis eingeschaltet. Die Glasröhre mündet mit beiden Enden in Metallkasten, welche mit Luft gefüllt und oben durch Steinsalzplatten verschlossen sind. Belichtet man einen der Kasten, so dehnt sich die Luft aus, wie in einem Differentialthermometer, die Flüssigkeitsschicht wird verschoben und dadurch zwischen den Platindrähten ein Theil des Quecksilberfadens durch Zinksulfat ersetzt. Die dadurch bedingte Widerstandsänderung wird durch das Galvanometer angezeigt. Weber giebt an, man könne eine Temperaturänderung von 0,00001 erkennen, die Mondstrahlung gebe einen Ausschlag von 100 Scalentheilen. Im Spectrum ist das Instrument nicht benutzt worden, eignet sich auch nicht dafür.

580. In dem geschichtlichen Kapitel[4]) ist erwähnt worden, dass Herschel[5]) gemeint hatte, Fraunhofer'sche Linien im Ultraroth durch Trockenflecke auf mit Alkohol befeuchtetem Papier gefunden zu haben, dass aber sowohl

1) C. C. Hutchins, A new instrument for the measurement of radiation. Amer. J. (3) **34**. p. 466—467 (1887).

2) H. Rubens, Eine neue Thermosäule. Zs. f. phys. u. chem. Unterr. 11. p. 126—130 (1898).

3) H. F. Weber, Microradiometer. Arch. sc. phys. et nat. (3) **18**. p. 347—348 (1887).

4) Siehe § 28.

5) J. F. W. Herschel, Phil. Trans. 1840, I. p. 52—59.

Melloni[1]) als Rayleigh[2]) die Erscheinungen auf Versuchsfehler schieben. Auch Draper gelang eine Wiederholung nicht[3]).

581. Wenn man eine berusste Platte sehr leicht beweglich im Vacuum aufhängt und belichtet, so wird sie zurückgestossen. Man erhält so z. B. die bekannten Crookes'schen Lichtmühlen. Crookes[4]) hat zuerst untersucht, welche Wellenlängen vornehmlich die Wirkung hervorbringen; er fand, dass eine Drehung im äussersten Ultraroth beginnt, die Wirkung ein Maximum bei kleineren Wellen im Ultraroth erreicht, dann abnimmt und fast 0 wird im Violett. Pringsheim[5]) hat dasselbe Instrument, das Radiometer, benutzt, um in einem Sonnenspectrum, welches durch ein Rutherfurd'sches Gitter und versilberte Hohlspiegel statt der Linsen entworfen war, die längste wahrnehmbare Wellenlänge aufzusuchen. Er findet eine Wirkung bis zu 15000. Auch Porter[6]) hat das Radiometer zur Untersuchung der Durchsichtigkeit von Alaunlösungen für ultrarothe Strahlen verwandt.

Die wichtigste Benutzung hat das Radiometer wohl in den Händen von E. F. Nichols[7]) gefunden. Es besteht aus einem Cylinder aus Rothguss, der oben durch eine Glasglocke mit Hahn abgeschlossen ist und mit der Luftpumpe verbunden werden kann. Im Cylinder ist an einem sehr dünnen Quarzfaden ein Glasfaden aufgehängt, der zwei durch ein Glasfädchen verbundene halbkreisförmige Glimmerplättchen trägt, welche so zusammen einen Kreis bilden. Sie sind auf der Vorderseite geschwärzt. Unten trägt der Glasfaden einen kleinen Spiegel. Das ganze System wiegt 7 mgr. Das Metallgehäuse hat zwei Fenster. Das untere steht dem Spiegel gegenüber und ist durch eine Glasplatte verschlossen; es soll gestatten, mittelst Fernrohres die Drehungen des Systems zu messen. Das obere steht den Flügeln gegenüber und dient zum Eintritt der Strahlen: in dasselbe ist ein Messingrohr eingeschoben, welches vorn durch eine Fluoritplatte verschlossen ist, hinten durch ein Glimmerblatt, welches 2 mm von den Glimmerflügeln absteht. Das Instrument zeigte maximale Empfindlichkeit bei einer Schwingungsdauer von 12 Secunden, wenn der Druck 0,5 mm betrug. Dann brachte eine Kerze in 6 m Entfernung bei Bestrahlung eines Flügels und bei Abstand einer Millimeterscala in 1 m 60 Theilstriche Ausschlag hervor. Es wurde durch besondere Versuche nachgewiesen, dass die Ausschläge proportional der auffallenden Energie waren, so dass das Radiometer nicht nur zur Beobachtung, sondern auch zur Messung geeignet war.

---

1) M. Melloni, Ann. chim. et phys. (2) **74**. p. 18—25 (1840).

2) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5) **4**. p. 348—353 (1877).

3) J. W. Draper, Proc. Americ. Acad. **16**. p. 223—234 (1881), auch Amer. J. (3) **21**. p. 171—182 (1881) und Phil. Mag. (5) **11**. p. 157—159 (1881).

4) W. Crookes, On repulsion resulting from radiation. Phil. Trans. **166**. II, p. 325—376 (1876).

5) K. Pringsheim, Eine Wellenlängenmessung im ultrarothen Sonnenspectrum. Wied. Ann. **18**. p. 32—45 (1883).

6) T. C. Porter, Alum solution. Nat. **45**. p. 29 (1891).

7) E. F. Nichols, Das Verhalten des Quarzes gegen langwellige Strahlung, untersucht nach der radiometrischen Methode. Berl. Ber. 1896, p. 1183—1196.

Als Vorzüge vor der Thermosäule oder dem Bolometer führt Nichols an: 1) das Instrument ist frei von allen magnetischen und thermoelectrischen Störungen. 2) Es kann besser die Wirkung von Strahlen compensirt werden, die nicht von der zu messenden Quelle ausgehen. 3) Es ist frei von den Störungen durch Luftströmungen, die sich über dem erwärmten Bolometerdraht bilden. — Dagegen besitzt es folgende Nachtheile: 1) Es ist nicht so transportabel. 2) Die Strahlen müssen das Fenster passiren und sind seiner Reflexion und selectiven Absorption unterworfen.

Mit diesem Instrument wies Nichols das metallische Reflexionsvermögen des Quarzes für $\lambda > 7{,}4\,\mu$ nach. Es ist später noch von Rubens und Nichols[1]) für viel längere Wellen benutzt worden, die von Fluorit nicht mehr durchgelassen werden. Dabei wurde das Fenster mit einer Platte aus geschmolzenem Chlorsilber verschlossen.[2])

582. Edison[3]) hat ein Tasimeter genanntes Instrument construirt, welches die Wärmestrahlung sehr empfindlich anzeigen soll; im Spectrum ist es freilich nicht benutzt worden. Ein Ebonitstab liegt zwischen zwei Metallstücken; unter dem unteren liegt eine Kohleplatte, darunter wieder Metall; die beiden Metallplatten mit der Kohle dazwischen sind in den Zweig einer Wheatstone'schen Brücke eingeschaltet. Sowie Wärmestrahlen auf das Ebonitstäbchen fallen, dehnt es sich aus, presst die Metallstücke gegen die Kohle, wodurch der Widerstand verringert wird. Edison giebt an, er habe so die Wärmestrahlung des Arcturus nachweisen können, und er glaubt auch die Strahlung der Corona bei der totalen Sonnenfinsterniss 1878 gefunden zu haben. Wenn man sich an die unglaubliche Empfindlichkeit der Microphone erinnert, so scheint es wohl der Mühe werth, das Instrument weiter zu versuchen; eine erhebliche Schwierigkeit würde freilich die Trägheit seiner Anzeigen machen.

583. Eine andere Beobachtungsart gehört auch nur halb hierher, weil sie nicht mit dem Spectrum arbeitet, sondern mit der Gesammtstrahlung: wenn man Gase, welche die Wärmestrahlen absorbiren, in ein Gefäss einschliesst, welches durch eine diathermane Platte verschlossen ist, und sie bestrahlt, so dehnen sie sich aus, und man kann direct diese Ausdehnung oder eine entsprechende Druckzunahme beobachten. Findet die Bestrahlung periodisch statt,

1) H. Rubens und E. F. Nichols, Versuche mit Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge. Berl. Ber. 1896, p. 1393—1400, auch Wiedem. Ann. **60**. p. 418—462 (1897) und Phys. Review **5**. p. 99—112, 152—169 (1897).

2) Man hat mehrfach versucht, den Druck zu messen, welcher durch Bestrahlung der Radiometerflügel auf diese ausgeübt wird. Ich nenne hier nur: W. Donle, Versuche zur Ermittelung der Grössenordnung der in Radiometern auftretenden Drucke. Wied. Ann. **68**. p. 306—315 (1899). E. Riecke, Ueber den in Radiometern auftretenden Druck. Wied. Ann. **69**. p. 119—124 (1899). Es findet sich ein Druck von etwa 0,0007 Dynen per Quadratcentimeter bei einer Strahlung einer Hefenerkerze in 50 cm. Abstand.

3) Th. E. Edison, On the use of the tasimeter for measuring the heat of the stars and of the sun's corona. Amer. J. (3) **17**. p. 52—54 (1879). Siehe auch Nat. **18**. p. 368—370 (1878) und Chem. News **38**. p. 56—58 (1878).

etwa indem man das Licht durch eine rasch rotirende Scheibe mit Spalten gehen lässt, so ist die Ausdehnung periodisch, die Gasmasse tönt. Absorbirt das Gas nichts, so bleibt natürlich jede Wirkung aus. In dieser Weise sind die Durchlässigkeiten verschiedener Gase für Wärmestrahlen untersucht worden von Tyndall[1]), Röntgen[2]), Tait.[3]) Bell[4]) hat sogar vermocht, die spectral zerlegte Strahlung in dieser Weise zu untersuchen und nennt sein Instrument Spectrophon.

584. Wir haben noch ein Instrument zu besprechen, das Radiomicrometer, das einzige, welches neben der Thermosäule und dem Bolometer wirklich mit Erfolg von verschiedenen Seiten benutzt worden ist. Das Princip des Instrumentes ist zuerst von d'Arsonval[5]) angegeben worden: er hängt einen kleinen Stromkreis, welcher aus einem Silberdraht und einem Palladiumdraht gebildet ist, deren Enden zusammengelöthet sind, an einem feinen Seidenfaden in einem Magnetfeld auf. Auf die eine Löthstelle ist ein kleiner Spiegel geklebt, der sie vor Strahlen schützt. Sobald die andere Löthstelle bestrahlt wird, entsteht ein Thermostrom im Kreise, in Folge dessen der Drahtkreis abgelenkt wird. Um dem System eine feste Gleichgewichtslage zu geben, ist am Kreise noch ein kleines Stückchen Eisendraht angebracht.

Unabhängig von d'Arsonval hat Boys[6]) ein gleiches Instrument construirt, welches wesentlich vollkommener ist, und hat seine Theorie sorgfältig ausgearbeitet[7]), so dass wir ihm das Hauptverdienst für die Einführung dieses wichtigen Hülfsmittels zuschreiben müssen. Die endgültige Form seines Radiomicrometers ist in Fig. 232 in natürlicher Grösse dargestellt: N und S sind die Pole eines Hufeisenmagnetes, welche zu beiden Seiten einer Röhre R liegen. Darin hängt der Thermokreis, der aus einem dünnen Kupferdraht a besteht, an welchen unten zwei kleine Stäbchen l und e aus Wismuth und Antimon angelöthet sind. An ihrer unteren Verbindungsstelle ist noch ein kleines Stückchen Kupferblech f angebracht. Am oberen Ende des Kreises ist ein Glasfaden b angekittet, der einen Spiegel c trägt, und an einem sehr dünnen Quarzfaden hängt. Nur die Kupferdrähte befinden sich im Magnetfeld, während die Stäbchen l und e in einem Eisenblock E schweben, der eine Bohrung hat,

---

1) J. Tyndall, Proc. Roy. Soc. **31**. p. 307—317, 478—479 (1881); Proc. Roy. Soc. **33**. p. 33—38 (1881).

2) W. C. Röntgen, Neue Versuche über die Absorption von Wärme durch Wasserdampf. Wied. Ann. **23** p. 1—49, 259—298 (1884).

3) P. G. Tait, On a method of investigating experimentally the absorption of radiant heat by gases. Rep. Brit. Ass. 1882, p. 475.

4) A. G. Bell. Upon the production of sound by radiant energy. Amer. J. (3) **21**. p. 463—490 (1881), Phil. Mag. (5) **11**. p. 510—528 (1881).

5) d'Arsonval, Galvanomètres apériodiques de grande sensibilité. Soc. franç. de phys. 1886, p. 30—36, 77—79*.

6) C. V. Boys. Preliminary note on the „radiomicrometer", a new instrument for measuring the most feeble radiation. Proc. Roy. Soc. **42**. p. 189—192 (1887): The radio-micrometer. Proc. Roy. Soc. **44**. p. 96—99 (1888).

7) C. V. Boys, The radio-micrometer. Phil. Trans. **180** A. p. 159—186 (1889).

so dass das Plättchen f die Strahlung empfangen kann. Die Empfindlichkeit der Vorrichtung hängt ab von der Temperaturdifferenz zwischen der oberen und unteren Löthstelle der Stäbchen l und e, von der Stromstärke, also dem Widerstande des Kreises, von seinem Trägheitsmoment, endlich von der Intensität des Magnetfeldes. Je kürzer und dicker die Stäbchen l und e sind, desto geringer wird ihr Widerstand, desto kleiner aber auch wegen Wärmeleitung die Temperaturdifferenz der Löthstellen; Boys berechnet die günstigsten Dimensionen. Er hatte ferner Anfangs daran gedacht, den Kupferbügel a als Kreis von mehrereren Windungen zu gestalten, allein die Rechnung zeigt, dass eine Windung am besten ist. Das Magnetfeld soll so stark sein, dass das System sich aperiodisch bewegt, aber nicht stärker, weil sonst die Bewegung durch übergrosse Dämpfung allzu langsam wird. Boys zieht bei seiner Theorie ausser der Wärmeleitung und dem Widerstand auch noch die Wirkungen des Peltiereffectes und der Inductionsströme in Betracht, die aber unerheblich sind. Die Empfindlichkeit seines Instrumentes ist so gross, dass noch ein Temperaturunterschied von $\frac{1}{2 \text{ Million}}$ Grad C an den Löthstellen einen messbaren Ausschlag giebt. Er hat das Radiomicrometer unter anderem dazu benutzt[1]), um die Strahlung des Mondes unter verschiedenen Bedingungen zu untersuchen, eine Wärmestrahlung der Sterne war aber nicht nachweisbar.

Fig. 232.

585. Später hat Paschen[2]) mit dem Radiomicrometer gearbeitet. Er ersetzt Wismuth und Antimon durch die von Becquerel für Thermosäulen empfohlenen Legirungen, das Kupfer durch Silber. Dabei entsteht die neue Schwierigkeit, dass Silber diamagnetisch ist; dem lässt sich entgegenwirken, indem man den Silberdraht durch eiserne Zieheisen zieht. Aber ganz lassen sich die diamagnetischen und paramagnetischen Eigenschaften der verschiedenen Materialien des Kreises nie beseitigen, und darin liegt ein Hauptgrund, weshalb man die Empfindlichkeit nicht erheblich steigern kann. Immerhin gelang es

1) C. V. Boys, On the heat of the moon and stars. Proc. Roy. Soc. **47**. p. 480—499 (1890).

2) F. Paschen, Bolometrische Untersuchungen im Gitterspectrum. Wied. Ann. **48**. p. 272—306 (1893).

Paschen, Instrumente herzustellen, welche die besten von Boys um das dreifache übertrafen.

Der erste, der das Radiomicrometer für spectrale Zwecke benutzte, war Lewis[1]), welcher damit einige ultrarothe Linien in Emissionsspectren aufsuchte. Sein Instrument scheint aber nicht so gut gewesen zu sein, als es sich machen lässt, z. B. benutzt er einen Coconfaden statt des Quarzes.

Verglichen mit dem Bolometer hat das Instrument Vorzüge und Nachtheile. Der Hauptvorzug ist seine Unempfindlichkeit gegen äussere Einflüsse. Während bei dem Bolometer eine von allen Beobachtern immer wieder hervorgehobene Schwierigkeit in der fortwährenden Wanderung der Galvanometernadel beruht, haben wir hier einen ganz festen Nullpunkt und in Folge davon fallen die Messungen bei gleich grossen Ausschlägen viel genauer aus. Die Nachtheile andererseits bestehen darin, dass das Instrument feste Aufstellung verlangt, nicht wie das Bolometer durch das Spectrum hindurchgeführt werden kann. So musste Lewis, der mit dem Concavgitter arbeitete, dessen gewöhnliche Einrichtung dahin abändern, dass er das Radiometer an die Stelle des Spaltes brachte und Spalt nebst Bogenlampe auf den beweglichen Balken dem Gitter gegenüber stellte. Ein weiterer Nachtheil besteht darin, dass die zu erwärmende Masse relativ gross ist gegen die des feinen Bolometerdrahtes, es daher längere Zeit dauert, bis der Gleichgewichtszustand eingetreten ist (bei Paschen's Instrument etwa 0,5 Minute). Immerhin aber werden sich Fälle finden, wo das Radiomicrometer mit Vortheil verwandt werden kann; so macht z. B. Lewis auf den Umstand aufmerksam, dass man durch eine Cylinderlinse die Länge der Spectrallinien erheblich verkürzen und damit die in ihnen liegende Energie in demselben Maasse vergrössern kann; solange die Linie nicht kürzer wird, als das Plättchen f der Fig. 232, gewinnt man, und man kann dies Plättchen sehr klein machen, während man beim Bolometer an eine gewisse Länge des Drahtes gebunden ist.

Das Radiomicrometer ist ferner noch von Julius[2]) benutzt worden. Er meint, man könne es noch wesentlich besser machen, als das Paschen gelungen, indem man seine Maasse verkleinert. Er giebt den Thermostäbchen die Gestalt gleichseitiger Dreiecke, welche 3 bis 3,5 mm hoch, 0,002 mm dick sind und eine Basis von 1 mm Breite haben. Sie sind aus Legirungen gefertigt, welche 94 Theile Wismuth und 6 Theile Zinn, resp. 57 Theile Wismuth mit 3 Theilen Antimon enthalten. Die Spitzen dieser Dreiecke sind durch ein Kupferplättchen von 0,75 mm Seitenlänge, 0,01 mm Dicke verbunden, während an der Mitte der Basen der übrige Stromkreis aus Kupferdraht angebracht ist. Das ganze Instrument ist gegen die Form von Boys auf etwa die halbe Grösse gebracht, der eigentliche thermoelectrische Theil aber viel stärker ver-

1) E. P. Lewis, The measurement of some standard wave-lengths in the infra-red spectra of elements. Astrophys. J. **2**. p. 1—25 (1895).

2) W. H. Julius, Over het gebruik van den radiomicrometer voor het onderzoek van het warmtespectrum. Handelingen van het 5de Nederlandsch Natuur- en Geneeskundig Congres (1895).

kleinert. — Dies Instrument wird natürlich viel schneller den Gleichgewichtszustand der Temperatur erreichen als die früheren; es scheint, dass Julius es für besser hält, als das Bolometer, aber nähere Details giebt er nicht an. — Mit diesem Radiomicrometer hat Julius interessante Versuche über das Emissions- und Absorptionsspectrum des Diamants gemacht.

Mit dem Radiomicrometer sind im übrigen nur nicht spectrale Versuche ausgeführt worden, z. B. von Wilson[1]) über Strahlung des Bogens und der Sonne.

586. Das bei weitem wichtigste Instrument für die Untersuchung der ultrarothen Theile der Spectra ist indessen das Bolometer, dessen Ausbildung und Anwendung namentlich auf das Sonnenspectrum wir Langley verdanken. Die erste Idee des Apparates stammt freilich nicht von ihm, sondern von Svanberg, der aber offenbar die grosse Bedeutung nicht richtig erkannt hat oder nicht die technische Fertigkeit besessen hat, um ein leistungsfähiges Instrument herzustellen, so dass Langley mit vollem Recht für sich das Verdienst dieser Erfindung in Anspruch nehmen kann; die Idee war eben eine sehr naheliegende, und wird wohl so manchem gekommen sein, der mit der Wheatstone'schen Brücke arbeitete und Störungen durch Temperatureinflüsse zu bekämpfen hatte; die Schwierigkeit und das Verdienst lag ausschliesslich in der practischen Ausbildung dieser Idee.

Svanberg[2]) macht Messungen über die Empfindlichkeit der Wheatstone'schen Brückenmethode, und bemerkt dabei, dass wenn das Galvanometer auf 0 steht und man dem einen Zweige, der aus Kupfer besteht, die Hand nähert, eine Störung des Gleichgewichtes eintritt. Er berechnet, dass man bei seinen Verhältnissen noch eine Temperaturänderung um $^1/_{623}$ ° C. beobachten könne. „Dies hat mich veranlasst zu versuchen, ob nicht hiermit ein ebenso empfindlicher Wärmemesser, wie der Nobili'sche Thermomultiplicator zu erhalten sei." Er bildet eine Spirale aus 0,21 mm dickem Kupferdraht, der mit Seide umsponnen ist, hängt sie in der Mitte eines mit Deckeln versehenen Kastens auf, und benutzt sie als den einen Zweig einer Wheatstoneschen Brückencombination. Die Seite der Spirale, welche der Strahlung ausgesetzt werden soll, ist mit Kienruss geschwärzt. Die Hand in ein Fuss Abstand brachte einen Ausschlag am Galvanometer hervor, und ebenso stellte sich die Nadel verschieden ein, wenn man das Instrument nach verschiedenen Theilen des Zimmers richtet. Svanberg ist sich auch ganz klar darüber, dass die Umspinnung vom Uebel ist, aber er sagt: „Nicht unbedeutend würde die practische Schwierigkeit sein, in einem kleinen Raum einen langen Metalldraht ohne gegenseitige Berührung seiner Theile anzubringen, sobald er nicht mit Seide übersponnen wäre." Ebenso erkennt er, dass Eisen günstiger als

1) Siehe Proc. Roy. Soc. **55**. p. 250—251 (1894), Proc. Roy. Soc. **58**. p. 24—38, 174—176 (1895); Proc. Roy. Soc. **60**. p. 377—383 (1896).

2) Ad. Ferd. Svanberg, Om uppmätning of ladningsmotståndet för elektriska strömmar, och om en galvanisk differential-thermometer. K. Sv. Vet. Ak. Handl. 1849. p. 109—120. Auch Pogg. Ann. **84**. p. 411—417 (1851).

Kupfer sein würde, weil sein Widerstand grösser und der Temperaturcoefficient höher ist. Er schliesst die Abhandlung mit den Worten: „Es hält schwer, die Grenzen der mit diesem Instrumente möglicherweise zu erreichenden Genauigkeit zu bestimmen. Die Uebelstände desselben sind: 1. dass es, wegen seiner Empfindlichkeit gegen Nebeneinflüsse der Wärme, viel Sorgfalt in der Handhabung verlangt, und 2. dass der Ausschlag nicht so schnell erfolgt, wie bei dem Thermomultiplicator; letzterer Uebelstand ist indess nicht von so grosser Bedeutung und rührt wohl hauptsächlich von dem Seiden-Ueberzug des Kupfers her. Dagegen gewährt das Instrument den nicht unbedeutenden Vortheil, dass es eine geringe Temperaturerhöhung nicht nur angiebt, sondern auch durch erneute Einstellung des Rheochords messen lässt." Svanberg nennt sein Instrument „galvanisches Differential-Thermometer".

587. Wie man aus der Beschreibung des Instrumentes ersieht, handelte es sich bei Svanberg um ein sog. Flächenbolometer. Ein gleiches Instrument baute auf Veranlassung von Helmholtz, der offenbar von derselben Beobachtung wie Svanberg ausging, 1881 C. Baur[1]), ohne von der gleichzeitigen viel vollkommneren Construction Langley's etwas zu wissen. Die für die Strahlung empfindliche Fläche ist hier aus einem platinirten Staniolblatt zickzackförmig ausgeschnitten, wie es Fig. 233 zeigt, und es sind zwei identische Blätter als die beiden sich berührenden Zweige der Brückencombination auf den entgegengesetzten Seiten des aus der Figur ersichtlichen Holzringes angebracht. Nur das eine Blättchen wird bestrahlt, aber beide Zweige unterliegen bei dieser Construction identischen äusseren Störungen, und somit bezeichnet sie einen erheblichen Fortschritt gegen Svanberg. Mit diesem Instrument hat dann Baur eine Untersuchung über die Strahlung des Steinsalzes ausgeführt, und auch Schneebeli[2]) hat sich mit ihm beschäftigt.

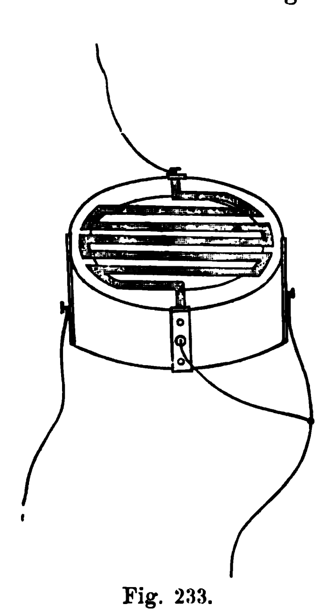


Fig. 233.

588. Inzwischen aber hatte Langley schon ein wesentlich vollkommneres Instrument hergestellt. Die ersten Versuche von Langley sind in zwei Abhandlungen beschrieben, deren erste[3]) vom 23. December 1880 datirt ist, während die zweite[4]) der American academy am 12. Januar 1881 zum Druck

1) C. Baur, Ein neues Radiometer. Wied. Ann. **19.** p. 12—16 (1883); die Strahlung des Steinsalzes bei verschiedenen Temperaturen. Wied. Ann. **19.** p. 17—22 (1883). Die erste Mittheilung von Baur in den Verhandl. d. physik. Ges. Berlin 1882. p. 15.

2) H. Schneebeli, Untersuchungen im Gebiet der strahlenden Wärme. Wied. Ann. **22.** p. 430—438 (1884).

3) S. P. Langley, The actinic balance. Amer. J. (3) **21.** p. 187—198 (1881).

4) S. P. Langley, The bolometer and radiant energy. Proc. Amer. Acad. **16.** p. 342—358 (1881). Ein Auszug mit den Abbildungen in Zs. f. Instrkde **4.** p. 27—32 (1894). — Siehe auch Chem. News **43.** p. 6 u. 7 (1881); Ann. chim. et phys. (5) **24.** p. 275—284 (1881).

eingereicht ist, aber schon Anfang December vorgetragen, daher älter zu sein scheint. In diesen Abhandlungen berichtet Langley, dass er nach vielen Bemühungen mit der Thermosäule versucht habe ein besseres Instrument herzustellen, bei welchem die Wärmestrahlung nicht einen Strom erzeugt, sondern die Aufgabe hat, ihn auszulösen. Er habe zunächst ein Differentialgalvanometer versucht, in dessen Stromkreise zwei gleiche dünne Drähte oder Metallstreifen eingeschaltet sind; wird der eine derselben bestrahlt und erwärmt, so fliesst ein grösserer Theil des Stromes durch den anderen Zweig und erzeugt einen Ausschlag des Galvanometers. Die Versuche wurden im December 1879 zusammen mit F. W. Very begonnen. An die Drähte sind die Forderungen zu stellen, dass sie grossen Widerstand und Temperaturcoefficient haben, dass sie sich leicht in sehr dünne Schichten walzen lassen, dass sie genügend fest sind, um in solchen Schichten nicht zu reissen, dass sie sich endlich nicht leicht oxydiren. Eisen würde allen Bedingungen genügen, bis auf seine Oxydirbarkeit. Langley versucht diesem Mangel durch einen Ueberzug mit Oel abzuhelfen; sonst wird Goldblatt, Platinblatt, Platindraht, Eisenblatt, Goldblatt auf Glas geklebt versucht, alle diese Substanzen mit Russ überzogen oder nicht; Stahl und Platin zu Blech von $^1/_{100}$ bis $^1/_{500}$ mm Dicke ausgewalzt scheint sich am besten zu bewähren.

589. Statt des Differentialgalvanometers nimmt Langley dann mit Vortheil die Wheatstone'sche Brückencombination, und nennt sein Instrument actinische Waage oder Bolometer. Schon in dieser ersten Arbeit wird ein Bolometer beschrieben; es ist in Fig. 234 im Querschnitt abgebildet, während Fig. 235 das Detail des messenden Theiles zeigt. Wie es später auch Baur machte, nimmt Langley zwei identische dünne Metallstreifchen, welche in benachbarte Zweige der Brücke eingeschaltet werden; sie liegen in dem Apparat dicht neben einander, um, bis auf die Strahlung, möglichst identischen äusseren Einflüssen ausgesetzt zu sein. Um den Widerstand recht gross zu erhalten wird ein langer zickzackförmig gelegter Streif verwandt; um die bestrahlte Fläche voll auszunutzen, liegen zwei solche Streifen untereinander, der hintere gerade in den Zwischenräumen zwischen den Theilen des vorderen. Das Bolometer Fig. 235 besteht aus zwei kreisrunden Ebonitscheiben, die in der Mitte einen Ausschnitt haben. In die eine sind am Rande vier Messingcylinder eingeschraubt, A, B, C, D, welche in vier Löcher der zweiten Platte passen. In die erste Platte sind in der Mitte acht parallele Furchen eingegraben, $^1/_2$ mm breit, 1 mm tief, zu beiden Seiten je vier ähnliche Furchen. Die zweite Platte hat ebenfalls Erhöhungen und Vertiefungen derart, dass beide Platten, wenn man sie sich auf einander geklappt denkt, genau auf einander passen. In die Vertiefungen beider Platten werden nun die dünnen Metallstreifchen eingelegt, sie sind 0,004 mm dick, 0,5 mm breit, aus Stahl zusammenhängend geschnitten. Es sind deren also auf der unteren Platte der Zeichnung in der Mitte 8, auf der oberen 7, welche, wenn beide Theile vereinigt sind, 1 mm hinter den ersten und zwischen ihnen liegen. Zusammen giebt das 15 Streifchen, welche den

einen Zweig der Brücke bilden. Zu beiden Seiten sind auf einer Platte je vier, auf der anderen je 3 Streifchen, welche 14 zusammen den anderen Zweig der Brücke bilden. Von A geht der Strom durch die 8 Streifen nach einem Platinstift E, der beim Zuklappen beider Theile in ein Röhrchen E' passt; von hier geht der Strom durch die 7 Streifen nach dem Platinstift H' und über



Fig. 234. Fig. 235.

H nach B. Der Strom des anderen Zweiges fliesst von C durch vier Streifen nach F, über F' und drei Streifen, dann nochmals drei Streifen nach G', endlich über G und 4 Streifen nach D. — Dieser Haupttheil des Bolometers liegt nun, wie es Fig. 234 zeigt, in einer Röhre aus Holz oder Ebonit, in einer mit Kupferblech ausgekleideten Kammer. Diese hat vorn eine Oeffnung, welche nur auf die 15 mittleren Streifen Strahlen fallen lässt. Davor befinden sich mehrere Blenden, welche die ganze Röhre in getrennte Kammern zertheilen und bewirken, dass sich keine Luftströmungen ausbilden können. Ganz vorn

endlich sitzt eine Scheibe mit verschiedenen Diaphragmen. Hinter der Bolometerkammer sitzt eine dicke Schicht schlecht leitenden Materials, welche von den Zuleitungen durchdrungen wird.

Das Leitungsschema zeigt Fig. 236: B ist die Batterie, welche ihren Strom zu den Enden der Brücke sendet; dieser fliesst dabei noch durch einen Widerstand T, zu welchem ein Galvanometer sich im Nebenschluss befindet, das die Stromstärke in der Brückencombination, den Hauptstrom, anzeigen soll. Ausserdem ist noch ein Rheostat R vorhanden, um die Stärke dieses Stromes zu reguliren. A bedeutet das Bolometer, G ein empfindliches Galvanometer zur Messung des Differentialstromes, der bei Erwägung des einen Zweiges durch den vorher compensirten Brückendraht fliesst.

Aus dieser kurzen Beschreibung erkennt man, dass Langley bei diesen Publicationen das werthvolle Instrument in allen seinen Theilen vollkommen durchdacht und ausprobirt hatte. Als erste Resultate mit ihm theilt Langley eine Messung über die Durchlässigkeit von Wasser und Alaunlösung mit. Er hat auch schon, was viel wichtiger ist, im Beugungsspectrum des Sonnenlichts Messungen ausgeführt, was mit Thermosäulen so zu sagen unmöglich gewesen war. Er findet dabei, dass das Maximum der Energie nicht im Ultraroth liege, sondern im Orange, und dass die Gesammtenergie im sichtbaren Spectrum wesentlich grösser sei, als die Energie im Ultraroth und Ultraviolett zusammen.

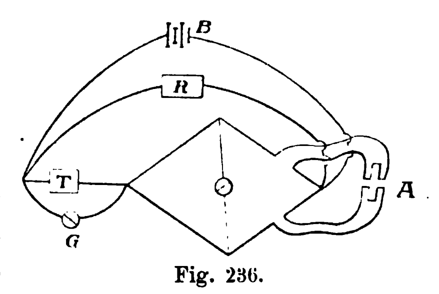


Fig. 236.

590. Für eine ganze Reihe von Jahren blieb Langley der einzige Beobachter auf diesem von ihm neu eroberten Gebiete, und es gewährt eine eigene Befriedigung zu verfolgen, wie er Schritt für Schritt weiter in das Gebiet eindringt und die Resultate immer weiter vervollkommnet. Ich will hier eine kurze Skizze seiner Arbeiten geben, die eigentlichen Resultate werden wir an den betreffenden Stellen zu besprechen haben. Zunächst[1]) wird die Sonnenstrahlung genauer bei hohem und tiefem Sonnenstande gemessen, um die Absorption in der Erdatmosphäre zu ermitteln. Dabei zeigt sich denn, dass entgegen den damals herrschenden Ansichten die kurzen Wellen weit stärker absorbirt werden, als die langen. Aber die Messungen in der Tiefe von Allegheny befriedigen Langley nicht, und so unternimmt er im Sommer 1881 eine Expedition nach Südcalifornien, wo trockenes dauernd klares Wetter herrscht.[2]) Am Fuss des Mount Whitney in 3760 Fuss Höhe, dann auf dem

1) Siehe C. R. **95**. p. 482—487 (1882); Rep. Brit. Ass. 1882. p. 459—460; Ann. Chim. et phys. (5) **25**. p. 211—219 (1882).

2) Eine ausführliche Beschreibung und detaillirte Angaben der Beobachtungen in: S. P. Langley, Researches on solar heat, and its absorption by the earth's atmosphere. A report of the Mount Whitney expedition. Profess. papers of the signal service **15**. p. 1—239 (1884). Siehe auch Nat. **26**. p. 314—317 (1882).

Mountain Camp in 11625 Fuss, endlich auch auf dem Gipfel in 14522 Fuss Höhe werden Messungen mit Actinometern, bolometrischem Spectroscop mit Gitter oder Prisma und mit Thermometern und Barometern angestellt. Es ergiebt sich auch hier wieder, dass die Absorption der Erdatmosphäre desto grösser ist, je kleiner die Wellenlänge ist, und dass man daher nach der üblichen Berechnung für die Solarconstante, bei welcher man einen Absorptionscoefficient für die Gesammtstrahlung nimmt, zu falschen Resultaten gelangen muss. Ferner ergiebt sich, dass diese Coefficienten nicht dieselben sind für Luft in verschiedener Höhe: berechnet man sie aus den Beobachtungen bei niedriger und hoher Sonne auf der niedrigen Station und in Mountain Camp, so findet man verschiedene Werthe. Nach den Messungen ergiebt sich als maximaler Werth der Solarconstante: 3 Calorien, d. h. ohne Absorption in der Erdatmosphäre würden jedem Quadratcentimeter der Erdoberfläche drei Calorien pro Minute zugestrahlt werden.[1])

Bei diesen Messungen ist nun das Bolometer gegen das zuerst beschriebene Instrument schon verbessert worden; aus dem Flächenbolometer ist ein lineares geworden, indem nur ein Platindraht von 0,5 mm Breite, 0,001 mm Dicke der Strahlung ausgesetzt wird. Statt des Gitters wird mitunter auch ein Glasprisma von Hilger benutzt, und da findet sich an einem besonders klaren Tage, dass das Sonnenspectrum nicht bei 1,2 μ endet, sondern erheblich weiter geht, und in diesem Gebiet einen besonders starken dunklen Streif besitzt, welchen Langley Ω nennt. Die Absorptionsmessungen gestatten die Intensitätscurve der Sonnenstrahlung nicht nur an der Erdoberfläche, sondern auch vor ihrer Absorption zu berechnen. Dabei ergiebt sich, dass an der Erde das Maximum im normalen Spectrum Mittags etwa bei 5500, Abends bei 6500 liegt, ausserhalb der Erdatmosphäre bei 5000 bis 5500; ohne Erdabsorption würde das Sonnenlicht also bläulich aussehen, etwa wie das Licht von der Linie F.

591. Nach der Rückkehr von Allegheny werden die Untersuchungen fortgesetzt, mit dem Prisma bald noch längere Wellen erreicht. Aber nun tritt die Frage auf, welches sind die Wellenlängen, die den beobachteten Ablenkungen entsprechen. Versuche, nach den bekannten Dispersionsformeln zu extrapoliren, führen zu Unsinn. Langley[2]) führt eine vortreffliche Methode zur Bestimmung der Wellenlängen ein, indem er mit dem Prisma ein Gitter combinirt, und zwar ist er so glücklich ein Rowland'sches Concavgitter zu erhalten. Fig. 237 zeigt die Aufstellung: die Sonnenstrahlen werden durch einen versilberten Concavspiegel M auf den Spalt S_1 des Rowland'schen Gitterapparates concentrirt. In S_2, wo sonst die photographische Platte auf-

1) Siehe auch: S. P. Langley, The selective absorption of solar energy. Amer. J. (3) **25**. p. 169—196 (1883), auch Phil. Mag. (5) **15**. p. 153—183, Ann. chim. et phys. (5) **29**. p. 497—542, Wiedem. Ann. **19**. p. 226—244, 384—400. — On the amount of atmospheric absorption, Amer. J. (3) **28**. p. 163—180 (1884).

2) S. P. Langley, Experimental determination of wave-lengths in the invisible prismatic spectrum. Memoirs National Amer. Acad. **2**. p. 149—162 (1883), Amer. J. (3) **27**. p. 169—188 (1884), Phil. Mag. (5) **17**. p. 194—214 (1884); Wiedem. Ann. **22**. p. 589—612 (1884).

gestellt wird, befindet sich ein zweiter Spalt, der des Spectrometers, welches mit Linsen aus demselben Glase versehen ist, L_1 und L_2, eine Vorrichtung zur Erhaltung des Minimum besitzt, und an Stelle des Oculars ein Bolometer aufzulegen gestattet. Bringt man nun etwa die D-Linien in dritter Ordnung auf S_2, so hat man an derselben Stelle von der zweiten Ordnung die Wellenlänge 1.178 μ, von der ersten Ordnung $\lambda = 1{,}767\ \mu$. Diese drei Strahlen werden beim Durchgang durch das Prisma gesondert; bewegt man das Bolometer durch das prismatische Spectrum, so erhält man an drei Stellen Ausschläge, und hat somit die Ablenkungen, daher auch die Brechungsexponenten für drei bekannte Wellenlängen. In dieser Weise werden für 6 Wellenlängen bis zu 2,356 μ die Brechungsexponenten ermittelt. Die Dispersionscurve stimmt mit keiner der üblichen Formeln. Es wird nun auch möglich, die Intensitätscurve des prismatischen Sonnenspectrums, deren Aussehen ja ganz von der Dispersion des zufällig benutzten Prismas abhängt, in eine normale Curve umzuwandeln. Wir wollen dies Verfahren an anderer Stelle (siehe § 655) besprechen. Das Band Ω ergiebt sich nach diesen Bestimmungen zu 1,84 μ.

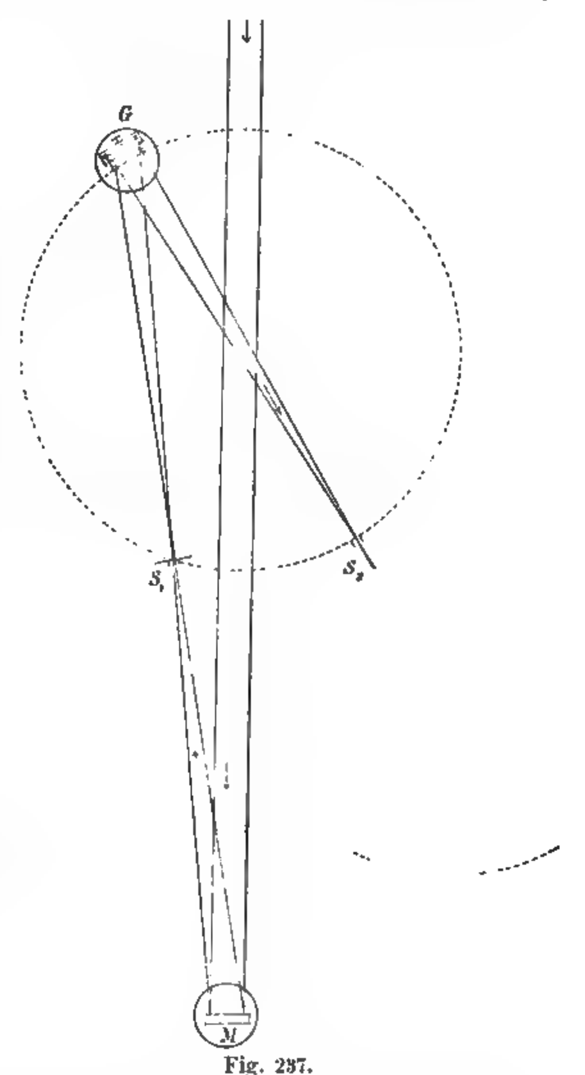


Fig. 287.

In einer weiteren Arbeit beginnt Langley[1]) das Studium des Mondes: es wird photometrisch der sichtbare Theil des Spectrums von Sonne, Mond und einer Lampe verglichen, dann die Gesammtstrahlung von Sonne und Mond mit dem Bolometer ermittelt, wodurch man die Möglichkeit erhält, die Intensitätscurven beider für den sichtbaren Theil zu construiren. Es zeigt sich, dass im Mondlicht die langen Wellen relativ viel stärker sind,

1) S. P. Langley. On the temperature of the surface of the moon. Mem. Nat. Amer. Acad. 3. 22 pp. (1884).

als im Sonnenlicht. Dann wird die Mondstrahlung mit der von siedendem Wasser verglichen, was ergiebt, dass der Mond jedenfalls kälter als 100° sei.

In den folgenden Jahren [1]) wird die Grenze der erreichbaren Wellenlängen noch erheblich herausgeschoben, indem Prismen und Linsen aus Steinsalz zur Verwendung gelangen, und ein sehr viel empfindlicheres Galvanometer, welches 5×10^{-10} Amp. anzeigt. Mit dem Bolometer kann jetzt eine Temperaturänderung von 0,000 001° wahrgenommen werden. Es stehen jetzt Langley drei verschiedene Concavgitter von Rowland zur Verfügung; die Methode ist dieselbe, die früher verwandt wurde. Gleichzeitig wird nach dieser Methode natürlich der Brechungsexponent des Steinsalzes für diese Wellen erhalten. Im Sonnenspectrum gelangt Langley bei der Bestimmung der Wellenlängen bis 1,82 μ, im Spectrum der Bogenlampe bis 5,30 μ, während die Strahlung noch sehr viel weiter zu verfolgen ist. Es zeigt sich, dass die von Wüllner aus der Helmholtz'schen Theorie abgeleitete Dispersionsformel einigermaassen die Beobachtungen darstellt, und schliesslich gradlinig verläuft. Wenn man sie gradlinig extrapolirt, so findet sich die Wellenlänge der letzten noch beobachtbaren Strahlung etwa bei 30 μ. Es sei hier gleich bemerkt, dass diese Extrapolation sich später als unerlaubt herausgestellt hat.

Langley beobachtet jetzt auch die Intensitätscurven für verschiedene Körper, deren Temperaturen zwischen 315° und —20° liegen: mit sinkender Temperatur rückt das Maximum immer mehr zu langen Wellen.

Nun kehrt Langley [2]) wieder zur Untersuchung des Sonnenspectrums und des ultrarothen Mondspectrums zurück. Er giebt eine Zeichnung des prismatischen und normalen Sonnenspectrums bis zu 18 μ (nach der falschen Extrapolation), bemerkt, dass die Absorptionsbanden je nach dem Wetter und dem Sonnenstande sehr variabel sind, also terrestrischer Absorption zuzuschreiben sind. Im Mondspectrum zeigen sich zwei Maxima, eins bei 2,1 μ, das andere bei etwa 14 μ. Langley meint aber, bei unbestrahltem Monde würde letzteres etwa bei 8 μ liegen, was einer Temperatur des Mondes von etwa 0° entsprechen würde.

Wir haben damit Langley's Beobachtungen etwa bis der Zeit verfolgt, wo auch andere Forscher beginnen, das Bolometer zu verwenden, während Langley sich mit einer anderen Methode dem genaueren Studium der ultra-

---

1) S. P. Langley, Note on the optical properties of rock-salt. Amer. J. (3) **30**. p. 477—481 (1885); Observations on invisible heat-spectra and the recognition of hitherto unmeasured wave-lengths. Proc. Amer. Ass. **34**. p. 55—75 (1885)*. Amer. J. (3) **31**. p. 1—12 (1886), Phil. Mag. (5) **21**. p. 394—409 (1886). On hitherto unrecognized wave-lengths. Amer. J. (3) **32**. p. 83—106 (1886), Phil. Mag. (5) **22**. p. 149—173 (1886), C. R. **102**. p. 162—164 (1886).

2) S. P. Langley, The solar and the lunar spectrum (1886). Mem. Nat. Amer. Acad. **4**. p. 159—170 (1887). — S. P. Langley, The invisible solar and lunar spectrum. Amer. J. (3) **36**. p. 397—410 (1888), Phil. Mag. (5) **26**. p. 505—520 (1888), Ann. chim. et phys. (6) **17**. p. 314—338 (1889). — S. P. Langley and F. W. Very, The temperature of the moon (1887). Mem. Nat. Amer. Acad. **4**, 2. p. 107—212 (1889), auch Amer. J. (3) **38**. p. 421—440 (1889), Phil. Mag. (5) **29**. p. 31—54 (1890).

rothen Fraunhofer'schen Linien zuwendet. Wir wollen ihn daher vorläufig verlassen.

592. Der erste, der ausser Langley das Bolometer benutzte, war K. Ångström, wenn wir von Keeler[1]), dem langjährigen Mitarbeiter Langley's absehen, welcher eine Untersuchung über die Absorption durch Kohlensäure ausführte. Ångström[2]) ging zu der einfachen Form von Baur zurück, und sein Bolometer, welcher aus mit Platinchlorid geschwärztem Staniol geschnitten war, zeigt Fig. 238. Er führte damit eine Untersuchung über Diffusion der Wärmestrahlung durch. Dieselbe Anordnung verwandte Rubens[3]) bei einer Messung über das Reflexionsvermögen der Metalle. Ångström scheint eine Empfindlichkeit von etwa 0,00009°[4]), Rubens eine solche von 0,0002° erreicht zu haben.

Sehr viel vollkommener, freilich auch recht complicirt ist ein Bolometer von W. H. Julius[5]), mit welchem derselbe eine vortreffliche Untersuchung über die Wärmespectra einiger Flammen liefert. Er baut ein Linearbolometer, dessen Streifchen aus Nickel bestehen; von einer galvanisch vernickelten Theekanne konnte er Nickelblättchen ablösen, welche 0,002 mm dick waren, aus welchen er dann Streifchen von 0,3 mm Breite und 14 mm Länge schnitt. Der Widerstand betrug etwa 3 Ohm. Besondere Sorgfalt verwendet Julius auch auf die beiden nicht im Bolometer liegenden Zweige der Brückencombination, welche er aus Platindraht anfertigt und in einen mit Flüssigkeit gefüllten Metalltrog einsetzt. Er nennt diesen Theil den „Compensationswiderstand".[6]) In dem einen dieser Zweige befindet sich noch eine Doppelrinne mit Quecksilber; ein beide Rinnen verbindender verschiebbarer Bügel gestattet, einen grösseren oder kleineren Widerstand in diesen Zweig zu schalten, und somit eine völlige Abgleichung der Brücke zu erzielen. Als Galvanometer wird ein solches von Rosenthal benutzt, welches eine Empfindlichkeit von 4×10^{-9} Amp. besass. Die Batterie bestand aus 12 Mei-

Fig. 238.

---

1) J. E. Keeler, On the absorption of radiant heat by carbon dioxide. Amer. J. (3) **28**. p. 190—198 (1884).

2) K. Ångström, Ueber die Diffusion der strahlenden Wärme von ebenen Flächen. Wiedem. Ann. **26**. p. 253—287 (1885) nach Upsala Univers. Årskrift 1885*.

3) H. Rubens, Die selective Reflexion der Metalle. Wiedem. Ann. **37**. p. 249—268 (1889) nach der Inaug.-Dissert. Berlin 1889.

4) Siehe R. v. Helmholtz, Die Licht- und Wärmestrahlung verbrennender Gase. Berlin bei L. Simion 1890. p. 8.

5) W. H. Julius, Het Warmtespectrum en de trillingsperioden der Moleculen van einige Gassen. Utrecht, van Bockshoven 1888*. Auch Arch. Néerl. **22**. p. 310—384 (1888). Ausführlicher: Die Licht- und Wärmestrahlung verbrannter Gase. Berlin bei L. Simion 1890

6) Eine eigenthümliche Form des Compensationswiderstandes beschreibt B. Donath, Wiedem. Ann. **58**. p. 614 (1896).

dinger-Elementen, deren je 6 neben einander geschaltet waren; der Hauptstrom betrug etwa 0,133 Amp.

593. Einen neuen Gedanken führte R. von Helmholtz[1]) in die Construction des Bolometers nach dem Rathe von Werner Siemens ein: zwei gegenüber liegende Zweige einer Brücke werden gleichzeitig bestrahlt, und dadurch der Ausschlag verdoppelt. Wenn man dann vollends mit Helmholtz nachher die beiden anderen Zweige bestrahlt, so entsteht ein Ausschlag nach der anderen Seite und der ganze beobachtete Ausschlag ist vier Mal so gross als bei einem gewöhnlichem Bolometer.

Da Helmholtz nur die Gesammtstrahlung messen will, gebraucht er natürlich ein Flächenbolometer. Die nebenstehenden Figuren 239 geben das Leitungsschema und das Aussehen des Bolometers. Helmholtz beschreibt

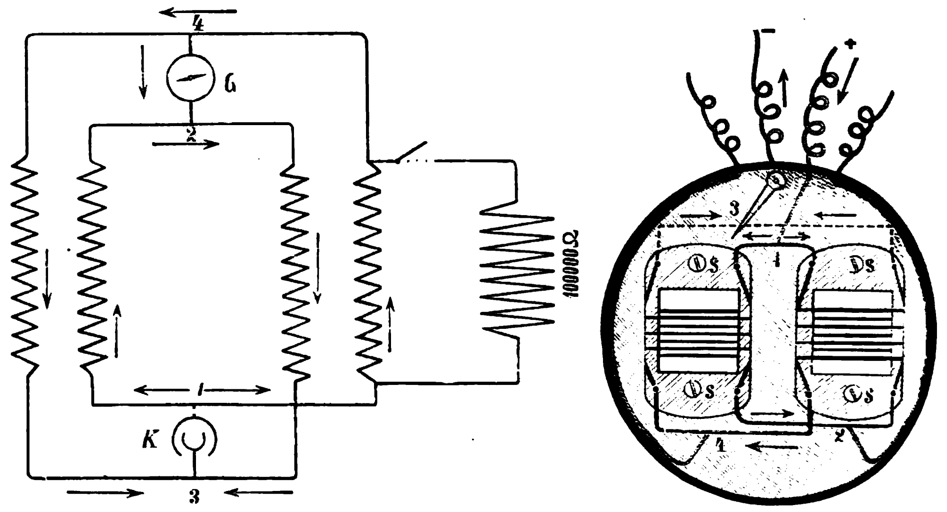


Fig. 239a und b.

das Instrument folgendermaassen: „Auf eine runde Ebonitscheibe mit etwas vorstehendem Rande und geeigneten Ausschnitten versehen, sind neben einander zwei kleine Rahmen aus demselben Material und von 1 qcm lichter Weite mittelst der Schräubchen s befestigt. Auf die Rähmchen sind je zwei Platindrähte von 0,06 mm Dicke und 20 cm Länge parallel aufgewickelt und zwar so, dass sie sich gegenseitig möglichst wenig verdecken. Die Enden der vier Drähte sind durch die 8 Löcher in den Ecken der Rahmen gezogen und dann nach dem Leitungsschema verbunden. Wie dort sind die Eckpunkte der Brücke, von welchen die kupfernen Zuleitungsdrähte nach der Batterie und dem Galvanometer gehen, durch die Zahlen 1, 2, 3, 4 bezeichnet. Einer dieser Endpunkte, hier mit 3 bezeichnet, ist nicht wie die andern gelöthet, sondern besteht in einem Schleifcontact. Dieser war nöthig, weil es unmöglich ist, den Widerstand der Drähte genau von vornherein so abzugleichen.

1) R. von Helmholtz, siehe unter 4) vorig. Seite. Siehe auch: R. von Helmholtz, Bolometer, Verh. Phys. Ges. Berlin 7. p. 71—73 (1888).

dass das Galvanometer die Null-Lage behält, wenn ein Strom durch die Brücke geht. Auf der Rückseite der Ebonitplatte ist daher ein kleiner Zeiger angebracht, der auf einem etwas dickeren Stück des Brückendrahtes gleiten kann. Nachdem Galvanometer und Batterie angeschlossen waren, wurde dieser Zeiger so lange verschoben, bis kein Strom mehr durch das Galvanometer floss."

Jeder Zweig hatte 8,8 Ohm, einen Temperaturcoefficienten von 0,0027. Sie waren mit Platinschwarz überzogen. Das Rähmchen war in eine wie bei Langley gestaltete Röhre eingesetzt, die sich auf einem Schlitten so verschieben liess, dass durch eine Blende schnell hinter einander das eine und das andere Paar der Zweige bestrahlt werden konnte. — Helmholtz führt noch eine sehr zweckmässige Verbesserung[1]) ein: wir haben gesehen, dass Langley im Hauptstrom noch ein Galvanometer hat, um dessen Stärke zu messen, da ihr ja die Empfindlichkeit des Instrumentes proportional ist. Messungen, die zu verschiedenen Zeiten gemacht sind, liessen sich also aufeinander reduciren, wenn diese Stromstärke bekannt ist, vorausgesetzt, dass das Galvanometer stets dieselbe Empfindlichkeit behält. Das ist aber bei stark astasirten Galvanometern, wie sie hier gebraucht werden, auch nicht annähernd der Fall. Um nun die Empfindlichkeit streng in jedem Augenblicke messen zu können, bringt Helmholtz, wie es das Leitungsschema zeigt, an dem einen Zweige einen Nebenschluss von 100000 Ohm an; da der ursprüngliche Widerstand dieses Zweiges 8,8 Ohm beträgt, so wird bei angebrachtem Nebenschluss der Widerstand dieses Zweiges um 0,000088 geändert, und der dafür eintretende Ausschlag, 100 bis 200 Scalentheile bei Helmholtz, misst die Empfindlichkeit. Helmholtz kann mit seinem Instrument eine Temperaturänderung von 0,00008° C messen, bei Benutzung eines Siemens'schen Glockengalvanometers, dessen Empfindlichkeit 8×10^{-9} ist. Ein Vortheil der Helmholtz'schen Einrichtung ist noch, dass alle vier Zweige bei ihr in dem eigentlichen Bolometer vereinigt sind, nicht ausserhalb noch der Compensator angeschlossen werden muss.

Ångström hat in den folgenden Jahren noch eine ganze Anzahl bolometrischer Untersuchungen veröffentlicht, welche theils mit seinem Flächenbolometer aus Staniol, theils mit Linearbolometer aus Platin oder Nickel ausgeführt sind. Sie behandeln die Absorption durch trübe Medien[2]), die Absorption durch Kohlensäure und Wasserdampf[3]), durch organische Flüssigkeiten[4]), durch

1) Denselben Kunstgriff hat übrigens auch Ångström angewandt, vielleicht schon vor Helmholtz: K. Ångström, Bestämning af känsligheten vid bolometriska mätningar. Öfvers. Vet. Ak. Förh. 1888. Nr. 6. p. 379—383.

2) K. Ångström, Beobachtungen über die Durchstrahlung von Wärme verschiedener Wellenlänge durch trübe Medien. Wiedem. Ann. **36**. p. 715—724 (1889) nach Öfvers. Vet. Ak. Förh. 1888. Nr. 6. p. 385—397.

3) K. Ångström, Études des spectres infrarouges de l'acide carbonique et de l'oxyde de carbone. Öfvers. Vet. Ak. Förh. **46**. p. 549—557 (1889); Beiträge zur Kenntniss der Absorption der Wärmestrahlen durch die verschiedenen Bestandtheile der Atmosphäre. Wiedem. Ann. **39**. p. 267—293 (1890) nach Bihang Sv. Vet. Ak. Handl. **15**, I. Nr. 9.

4) K. Ångström, Étude de la distribution spectrale de l'absorption dans le spectre infra-rouge. Öfvers. Vet. Ak. Förh. 1890. Nr. 7. p. 331—352.

Chlor und Salzsäuredampf[1]), endlich die Emission der Gase in Geissler'schen Röhren.[2]) Auch Julius hat noch eine Arbeit[3]) über die Absorptionsspectra zahlreicher Flüssigkeiten erscheinen lassen.

594. Die bisher mitgetheilten Arbeiten zeigen, dass die Herstellung der Bolometer immer grosse Schwierigkeiten machte, besonders dadurch, dass man noch kein ganz genügendes Material für die Streifchen gefunden hatte. Es bedeutete daher einen wesentlichen Fortschritt, als Lummer und Kurlbaum[4]) zeigten, wie man ausserordentlich dünne Schichten von Platin so herstellen könne, dass sie sich noch sehr gut handhaben lassen. „Ein Platinblech wird mit einem etwa zehnmal so dicken Silberblech zusammengeschweisst und ausgewalzt. Da das Blech durch Walzen eine grosse Härte und Sprödigkeit annimmt, so wird es von Zeit zu Zeit im Holzkohlenfeuer geglüht und durch schwache Säuren und Reiben von seiner Glühhaut befreit und von neuem gewalzt. Ist eine gewisse Stärke überschritten, so kann das Blech nur noch zwischen einem zusammengefalteten Kupferblech weiter ausgewalzt werden. Aus dem Kupferblech lässt sich das Platinblech noch leicht herausnehmen, so lange die Platinschicht nicht dünner als 0,5 μ geworden ist. Erst bei weiterem Auswalzen presst sich sehr gern das Silber in das Kupfer hinein, so dass es sich nicht mehr ablösen lässt, sondern fest darauf haftet." Doch kann man noch Platindicken von 0,3 μ herstellen.[5]) Das Platinsilberblech wird nun mit Canadabalsam auf eine Glasplatte geklebt und die Streifchen in der gewünschten Form zugeschnitten; sie lassen sich mit Chloroform leicht vom Glase lösen. Die Enden werden dann an dem Bolometerrahmen in der gerade gewünschten Weise befestigt; an dem Platinsilberblech lässt sich noch ganz gut löthen. Solche Löthstellen, oder die Stellen, wo die Streifen befestigt sind, werden dann mit einem von Säure nicht angreifbaren Lack überzogen, und dann der Rahmen in Salpetersäure gesetzt, welche das Silber abätzt und nur das ausserordentlich dünne Platinstreifchen übrig lässt. Wenn man dann die Säure mit Wasser abwäscht, ist grosse Vorsicht nöthig, damit nicht durch Capillarität das dünne Häutchen zerrissen werde. Am besten ersetzt man die Säure allmählich durch Wasser, lässt eine Zeit lang Wasser vorsichtig ab- und zufliessen und entfernt schliesslich das Wasser mit einem Heber. Auch das Berussen so dünner Platinblättchen macht Schwierigkeiten; Lummer und Kurlbaum bedecken den Cylinder einer Petroleumlampe mit einem Kupferblech, welches ein kleines Loch hat; durch

---

1) K. Ångström et W. Palmaer, Le spectre infra-rouge du chlore et de l'acide chlorhydrique. Öfvers. Vet. Ak. Förh. 1893. Nr. 6. p. 389—395.

2) K. Ångström, L'intensité de la radiation des gaz sous l'influence de la décharge électrique. Öfvers Vet. Ak. Förh. 1891. Nr. 6. p. 373—379. Ausführlicher: Nova Acta Ups. (3). 1892. p. 1—46. Auch Wied. Ann. **48.** p. 493—530 (1893).

3) W. H. Julius. Bolometrisch onderzoek van absorptiespectra. Verhand. k. Akad. v. Wet. Amsterdam **1**, 1. p. 1—49 (1892).

4) O. Lummer und F. Kurlbaum, Ueber die Herstellung eines Flächenbolometers. Zs. f. Instrk. **12.** p. 81—89 (1892).

5) Dies Blech wird von der Firma Sy und Wagner in Berlin hergestellt.

dieses steigt der Russfaden in die Höhe, während das Blech die Wärme abhält. Durch den Russfaden führt man den Bolometerstreif, der auf der Rückseite durch ein Metallblech bedeckt ist. Man erhält so sehr feine gleichförmige Russschichten.[1])

Lummer und Kurlbaum beschreiben in dieser Arbeit die Einrichtung ihres Flächenbolometers, welches die Methoden von Langley und Helmholtz combinirt: es werden zickzackförmige Streifen geschnitten, die aus je 12 parallelen Streifen bestehen, welche 1 mm breit sind und 1,5 mm Zwischenraum lassen. Sie sind auf Schieferrahmen befestigt. Je zwei solche Rahmen, welche die gegenüber liegenden Zweige der Wheatstone'schen Brücke bilden, werden so hinter einander gesetzt, dass die Streifen des einen zwischen denen des anderen sichtbar sind, also gleichzeitig bestrahlt werden. — Jeder Zweig hat hier einen Widerstand von 60 Ohm. Mit einem Galvanometer, dessen Empfindlichkeit $1 \cdot 5 \times 10^{-9}$ war, und mit einem Hauptstrom von nur 0,006 Amp. bekommen sie einen Ausschlag von einem Scalentheil für eine Temperaturänderung von etwa 0,0003°.

595. Die genannten spectrobolometrischen Untersuchungen waren sämmtlich mit Apparaten ausgeführt, welche Prismen und Linsen aus Steinsalz enthielten, und die Bestimmung der Wellenlängen basirte auf den Angaben von Langley. Wenn man sich aber daran erinnert, dass dessen Messungen nur bis etwa 5 μ reichten, von da an aber die Curve bis 15 μ gradlinig extrapolirt wurde, so erkennt man leicht das Bedürfniss nach weiter gehenden Dispersionsbestimmungen. Solche unternahm zuerst Rubens[2]), freilich mit ungenügenden Mitteln. Er benutzt zwei verschiedene Bolometer: das erste bestand aus 0,04 mm dickem Eisendraht, welcher bis auf eine Breite von 0,2 mm platt gehämmert wurde. Er wurde dann um einen Glimmerrahmen drei mal neben einander herumgewunden, so dass das ganze Bolometer eine Breite von 0,6 mm hatte. Das entspricht aber im Ultraroth 0,3 bis 1,8 μ bei dem Rubens'schen Spectrometer! Dies Bolometer hatte 3 Ohm Widerstand, gab 1 Scalentheil Ausschlag für 5×10^{-6} Grad C. Das zweite Bolometer enthielt einen Platinstreif von 0,09 mm Breite und gab 1 Scalentheil für 8×10^{-6} Grad C. Da Rubens kein geeignetes Gitter hat, verwendet er die alte Methode von Fizeau und Foucault in der ihr von Becquerel[3]) gegebenen Form: Die Strahlen fallen zuerst auf eine Luftplatte, von der sie auf den Spectrometerspalt reflectirt werden. Dadurch ist das ganze Spectrum von Interferenzstreifen durchzogen, und wenn man die Wellenlänge einer solchen Bande kennt, — und das wird natürlich leicht im sichtbaren Spectrum ermittelt (§ 639), — so kennt man auch die Wellenlängen, welche den übrigen Banden entsprechen. Rubens nimmt nun bolometrisch die

1) K. Ångström hält zu gleichem Zweck ein Drahtnetz über eine Stearinkerze und berusst über dem Netz. Wied. Ann. **48**. p. 497 (1888).

2) H. Rubens, Ueber Dispersion ultrarother Strahlen. Wied. Ann. **45**. p. 238—261 (1892).

3) E. Becquerel, Sur l'observation de la partie infra-rouge du spectre solaire, au moyen des effets de phosphorescence. Ann. chim. et phys. (5) **10**. p. 5—13 (1877).

ganze Curve für verschiedene Prismen auf und findet so die zusammengehörigen Werthe von Ablenkung und Wellenlänge der Maxima oder Minima der Banden. d. h. die Brechungsexponenten für eine Reihe von Wellenlängen. Er untersucht 5 Crowngläser von Schott in Jena, Wasser, Schwefelkohlenstoff, Xylol, Benzol, Quarz, Steinsalz, Fluorit, kommt aber nur bis zur Wellenlänge 2μ, ausser bei Steinsalz, wo 5μ erreicht wird.

Gemeinsam mit Snow[1]) wird dann unter Benutzung eines empfindlicheren Galvanometers bei Steinsalz $8,3\mu$, bei Sylvin $8,0\mu$, bei Fluorit $8,07\mu$ erreicht. Dabei zeigt sich, dass Langley's Extrapolation für Steinsalz nicht erlaubt war, dass Fluorit im Ultraroth sehr grosse Dispersion besitzt, da sie von 2μ an wieder zu wachsen beginnt. Rubens[2]) hat dann noch mehrere Arbeiten über die Dispersion veröffentlicht, veranlasst durch Einwendungen Paschen's sowohl gegen die Methode als gegen die Richtigkeit der Berechnung; dabei werden dann auch Drahtgitter nach der Langley'schen Methode benuzt und schliesslich Paschen's Resultate durchweg bestätigt.

596. Wir kommen nun zu den Untersuchungen von Paschen, die wohl das Beste sind, was auf diesem Gebiete gemacht ist; wie ich es schon von den Arbeiten Langley's sagte, gewährt es ein eigenes Vergnügen, zu verfolgen, wie Paschen in gewissenhaftester Weise Schritt für Schritt weiter geht, eine Schwierigkeit nach der andern überwindet, bis er schliesslich das gesteckte Ziel erreicht hat. In der ersten Arbeit bringt Paschen[3]) eine scheinbar kleine, in Wahrheit aber sehr wesentliche Verbesserung des Spectrobolometers: er ersetzt in ihm die Linsen von Collimator und Fernrohr durch Silberspiegel. Dadurch wird die chromatische Aberration beseitigt, die in zwei Richtungen stört: wenn man sich nicht in der Brennebene für den grade untersuchten Strahl befindet, so ist das Spaltbild breiter, enthält also in der Breite des Bolometers weniger Energie, d. h. die ganze Anordnung ist unempfindlicher. Ferner aber sind auch die Bilder der benachbarten Wellenlängen verbreitert, das Spectrum ist viel unreiner, so dass man nicht nur die gewünschte Strahlung schwächer, sondern noch falsche Strahlung dazu bekommt. Die im unreinen Spectrum erhaltenen Intensitätscurven verlieren also desto mehr ihre characteristischen Maxima und Minima, je unreiner das Spectrum ist.[4]) Ein Schema des Apparates, wie ihn Paschen später für

---

1) H. Rubens und B. W. Snow, Ueber die Brechung der Strahlen von grosser Wellenlänge in Steinsalz, Sylvin und Fluorit. Wiedem. Ann. **46**. p. 529—541 (1892), auch Phil. Mag. (5) **35**. p. 35—45 (1893).

2) H. Rubens, siehe Wiedem. Ann. **51**. p. 381—395 (1894); **53**. p. 267—286 (1894); **54**. p. 476—485 (1895).

3) F. Paschen, Bolometrische Untersuchungen im Gitterspectrum. Wiedem. Ann. **48**. p. 272—306 (1893).

4) Eine Methode, um die Einflüsse dieser Unreinheit der Spectra, resp. der Breite des Bolometerstreifs rechnerisch zu eliminiren, siehe bei F. Paschen, Wiedem. Ann. **60**. p. 712 (1897). Siehe auch C. Runge, Ueber die Differentiation empirischer Functionen. Zs. f. Mathem. u. Phys. **42**. p. 205—213 (1897).

Prismen benutzt hat, zeigt Fig. 240: s ist der Spalt, dann folgt der Hohlspiegel S_1, der die Strahlen parallel macht und sie auf das Fluoritprisma P wirft. Sie gelangen auf den zweiten Hohlspiegel S_2, der ein Bild auf dem Bolometer B entwirft. Der Spectralapparat ist natürlich mit einer Vorrichtung zur Erhaltung des Minimums der Ablenkung γ versehen.[1])

597. Paschen beginnt seine Arbeiten mit der Absicht, mittelst Gittern die Emissionscurven für feste Körper bei verschiedenen Temperaturen zu ermitteln, d. h. die Function e des Kirchhoff'schen Gesetzes zu bestimmen. Zwei Gitter von Rowland und zwei von Nobert geben aber für denselben emittirenden Körper ganz verschiedene Curven je nach der besonderen Gestalt der Furchen (siehe §. 432); die Curven sind somit eher characteristisch für die Beschaffenheit des Gitters, als für die Strahlungsquelle. Also die Arbeit scheitert. In der nächsten Abhandlung[2]) wird die Gesammtstrahlung von Platin zwischen den Grenzen von 100° bis 1450° untersucht. Die dritte Abhandlung[3]) kehrt wieder zur spectral zerlegten Strahlung zurück unter Anwendung eines Fluoritprismas, für dessen Dispersion die Zahlen von Rubens angenommen werden. Es wird die Strahlung von erhitzter Kohlensäure und Wasserdampf festgelegt, wobei sich discontinuirliche Emissionsspectra ergeben. Die vielen sehr wichtigen Resultate werden wir an anderem Orte ausführlich zu besprechen haben. Die folgende Publication[4]) verknüpft die Emission der genannten Gase mit ihrer Absorption; dabei zeigt sich, dass schon die CO_2 und der Wasserdampf in der Zimmerluft erhebliche Absorptionsstreifen im continuirlichen Spectrum eines festen Körpers erzeugen, und dass durch die Unkenntniss dieser Thatsachen und Unreinheit der Spectren bei den Messungen von Rubens und Ångström erhebliche Fehler entstanden waren. Da daraufhin Rubens eine verbesserte Bestimmung der Dispersion des Fluorits ausführt, misst Paschen[5]) noch genauer die Wellenlängen der Emissions- und Absorptionsbanden für die genannten Gase. Inzwischen ist

S_2

s

Fig. 240.

1) Die Benutzung der Spiegel statt der Linsen ist seitdem ziemlich allgemein angenommen worden, ihre Einführung wird aber meist fälschlich Rubens zugeschrieben, siehe z. B. A. Donath, Wiedem. Ann. **58**. p. 610 (1896). Die Resultate dieser Arbeit von Donath erscheinen übrigens höchst bedenklich, weil der Verf. findet, dass für das Auge sehr starke Absorptionsstreifen (Chlorophyll) durch das Bolometer nicht angezeigt würden und umgekehrt. Siehe p. 640.

2) F. Paschen, Ueber die Gesammtemission glühenden Platins. Wiedem. Ann. **49**. p. 50—68 (1893).

3) F. Paschen, Ueber die Emission erhitzter Gase. Wiedem. Ann **50**. p. 409—443 (1893).

4) F. Paschen, Ueber die Emission der Gase. Wiedem. Ann. **51**. p. 1—39 (1894).

5) F. Paschen, Ueber die Emission der Gase. Wiedem. Ann. **52**. p. 209—237 (1894).

Paschen eines der sehr lichtstarken Rowland'schen Concavgitter, welches Langley benutzt hatte, zur Verfügung gestellt worden, und er führt[1]) selbst vortreffliche Bestimmungen der Dispersion des Fluorits aus, welche bis zur Wellenlänge 9,4291 μ reichen. Julius hatte seine Spectra mit Steinsalzprisma untersucht, Paschen mit Fluoritprisma; da nun durch die letzten Messungen die Wellenlängen sehr genau bekannt sind, so ist es möglich[2]), durch Vergleich der beiden Messungsreihen die Dispersion des Steinsalzes wenigstens angenähert auch bis zu 9 μ festzulegen, wobei sich grosse Abweichungen gegen die Extrapolation von Langley und die Messungen von Rubens ergeben. Paschen weist dann[3]) nach, dass von allen vorgeschlagenen Dispersionsformeln nur die die Beobachtungen am Fluorit darstellen, welche ein Glied mit λ^4 enthalten. Es sind damit nur die Vorarbeiten Paschen's erledigt; er kehrt nun wieder zu der anfänglichen Aufgabe zurück, die Emissionscurven fester Körper zu ermitteln. Es gelingt ihm in der That diese Aufgabe zu lösen, e des Kirchhoff'schen Satzes als Function der Wellenlänge und der Temperatur zu bestimmen. Ueber diese vortrefflichen Arbeiten[4]) wollen wir an dieser Stelle kurz fortgehen, sie werden im nächsten Bande ausführlich zu besprechen sein; ich möchte aber nicht unterlassen hier darauf hinzuweisen, dass diese Arbeiten eine Menge wichtiger Notizen enthalten, die sich auf die Praxis des bolometrischen Arbeitens beziehen.

Es wären noch einige Worte über Paschen's Apparate hinzuzufügen: sein Bolometer ist aus dem dünnen Platinblech hergestellt, welches Lummer und Kurlbaum zu walzen gelehrt hatten. Bei den meisten Untersuchungen ist es natürlich ein Linearbolometer, dessen Streifchen eine Breite von 0,25 mm, eine Dicke von 0,0005 mm hat. Der Hauptstrom hat eine Stärke von 0,01 bis 0,02 Amp. Besonders vortrefflich ist das Galvanometer[5]), welches Paschen sich selbst baut und welches eine Empfindlichkeit von 3×10^{-10} besass. Es liess sich damit eine Temperaturerhöhung des Bolometers um weniger als 0,000001° messen.

598. Zur Untersuchung von Linienspectren im Ultraroth ist das Bolo-

1) F. Paschen, Ueber die Dispersion des Fluorits im Ultraroth. Wiedem. Ann. **53**. p. 301—333 (1894).

2) F. Paschen, Ueber die Dispersion des Steinsalzes im Ultraroth. Wiedem. Ann. **53**. p. 337—342 (1894).

3) F. Paschen, Die Dispersion des Fluorits und die Ketteler'sche Theorie der Dispersion. Wiedem. Ann. **53**. p. 812—822 (1894). Siehe auch abermalige Messungen mit Fluorit: Wiedem. Ann. **56**. p. 762—767 (1895).

4) F. Paschen, Ueber Gesetzmässigkeiten in Spectren fester Körper und über eine neue Bestimmung der Sonnentemperatur. Nachricht. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen. Math. Naturw Cl. 1895. — Ueber Gesetzmässigkeiten in den Spectren festen Körper. Wiedem. Ann. **58**. p. 455—492 (1896), Wiedem. Ann. **60**. p. 662—723 (1897). Ueber die Vertheilung der Energie im Spectrum des schwarzen Körpers bei niederen Temperaturen. Berl. Ber. 1899. p. 405—420. Ueber die Vertheilung der Energie im Spectrum des schwarzen Körpers bei höheren Temperaturen. Berl. Ber. 1899. p. 959—976.

5) F. Paschen, Astatisches Thomson'sches Spiegelgalvanometer von hoher Empfindlichkeit. Zs. f. Instrk. **13**. p. 13—17 (1893).

meter nur sehr wenig benutzt worden; das Verfahren ist eben sehr umständlich: man muss das ganze Spectrum durchmessen, um eventuell an einigen Stellen Erhebungen der Emissionscurve zu erhalten, die dann Spectrallinien darstellen. Dies wird noch ungemein erschwert dadurch, dass die Lichtquellen, — und es ist nur die Bogenlampe wegen ihrer starken Strahlung recht brauchbar, — zu inconstant sind. Es sind nur zwei derartige Arbeiten zu verzeichnen: von Snow[1]), der im prismatischen Spectrum arbeitete und einige ultrarothe Linien auffand, und von Lewis und Ferry[2]), die sogar im Gitterspectrum arbeiteten.

599. Inzwischen hat Langley[3]) eine neue Methode der Beobachtung eingeführt, welche die Fraunhofer'schen Linien im Ultraroth genauer kennen lehren soll. Das Spectrometer ist von festarmigem Typus, d. h. Collimator und Fernrohr stehen fest, das Prisma wird gedreht, und ist an seiner Basis mit einem Spiegel versehen, um das Minimum der Ablenkung zu erhalten.[4]) Wird nun das Prisma gedreht, so wandert das Spectrum über das im Fernrohr befindliche Bolometerstreifchen, und das mit dem Bolometer verbundene Galvanometer zeigt in jedem Augenblick an, welches die Intensität der auf dem Streifchen liegenden Strahlung ist, ob also eine Fraunhofer'sche Linie darauf liegt, wie dunkel sie ist, u. s. w. Der Spiegel des Galvanometers erzeugt ein punktförmiges Bild auf einer photographischen Platte, welches sich also verschiebt, wenn das Spectrum über das Bolometer wandert; wird gleichzeitig die Platte in einer dazu senkrechten Richtung verschoben, so entsteht auf der Platte bei Entwicklung eine Curve, deren Ordinaten die Intensitäten geben, während die Abscissen von der Drehung des Prismas und der Verschiebung der Platte abhängen. Langley lässt nun beide Bewegungen durch dasselbe Uhrwerk hervorbringen; dann entspricht jedem Punkte der Platte eine bestimmte Ablenkung durch das Prisma, d. h. eine bestimmte Wellenlänge, und man erhält so automatisch eine Darstellung des Spectrums durch eine Curve, welche also nicht nur die Lage der Fraunhofer'schen Linien, sondern auch ihre Intensität ergiebt.

Ich lasse nun eine genauere Beschreibung des ganzen Apparates folgen nach gütigen privaten Mittheilungen von Herrn Langley. Das Sonnenlicht wird, nachdem es durch den 10 cm hohen Spalt eingetreten ist, parallel gemacht durch zwei Cylinderspiegel, deren Brennweite äquivalent ist einem Spiegel von 128 m Radius. Es fällt dann auf das Prisma aus Steinsalz oder Flintglas von 15 cm Seitenlänge, 60° brechendem Winkel. Durch einen sphärischen

---

1) B. W. Snow, Ueber das ultrarothe Emissionsspectrum der Alkalien. Wiedem. Ann. **47**. p. 208—251 (1892), auch Physic. Review **1**. p. 28—116, 221—223 (1893).

2) E. P. Lewis and E. S. Ferry, The infra-red spectra of metals. Astron. & Astrophys. **13**. p. 747—752 (1894).

3) S. P. Langley, On recent researches in the infra-red spectrum. Rep. Brit. Ass. 1894. p. 465—474; Nat. **51**. p. 12—16 (1894), C. R. **119**. p. 389—392 (1894). Siehe ferner Ann. Rep. of the Smithon. Inst. 1895, 1896, 1897.

4) Siehe F. L. O. Wadsworth, Astronomy and Astrophys. **13**. p. 847 (1894).

Concavspiegel mit einer Brennweite von 570 cm wird dann ein Bild des Spectrums entworfen, dessen Höhe aber noch verringert wird durch eine cylindrische Steinsalzlinse. Es werden zwei Bolometer von 0,08 und 0,03 mm Breite benutzt, die im Spectrum des beschriebenen Apparates eine Winkelbreite von nur etwa 3 resp. 1 Secunde haben. Der Hauptstrom hat 0,08 resp. 0,03 Amp. und wird einer Accumulatorenbatterie von 60 Elementen entnommen. Das Galvanometer giebt 1 Scalentheil für 1×10^{-10} Amp. Es ist selbstverständlich, dass alle möglichen Vorsichtsmaassregeln für Constanthaltung der Temperatur u. s. w. angewandt werden.

Mit dieser ungemein empfindlichen und genauen Einrichtung hat nun Langley das Sonnenspectrum bis 5,5 μ verfolgt, und ich gebe nebenstehend eine verkleinerte Copie der Curve und der daraus abgeleiteten Zeichnung eines Theiles des Spectrums, welche ich Herrn Langley verdanke. Im ganzen sind etwa 700 Fraunhofer'sche Linien zwischen 0,76 μ und 5,5 μ aufgefunden worden. — Nach derselben bolographischen Methode ist auch eine Bestimmung der Dispersion des Steinsalzes ausgeführt worden, und Langley meint, bis zu 3 μ hin jede Linie bis auf zwei oder drei A. E. bestimmt zu haben.

So schön nun auch die Methode ist, und so sehr sie auch den Beobachter entlastet und grössere Genauigkeit giebt, so kann man sich doch nicht verhehlen, dass sie nur bei ungemein vorsichtiger kritischer Behandlung[1]) zu zuverlässigen Resultaten führen kann. Der Spiegel eines so überaus stark astasirten Galvanometers steht niemals still, sondern zittert fortwährend, abgesehen von dem „drift“, d. h. dem langsamen Wandern des Nullpunktes, das bei allen bolometrischen Messungen als sehr störende Beigabe auftritt. Diese Erzitterungen aber sehen in der Curve genau wie Fraunhofer'sche Linien aus, und es ist nur durch kritische Vergleichung zahlreicher Curven möglich, einen Aufschluss darüber zu erhalten, was dunkle Linien und was Störungen sind. So stellt denn auch die in Fig. 241 dargestellte Curve nicht eine einzelne Aufnahme dar, sondern die Resultante aus vielen. Aus der Curve stellt Langley in automatischer Weise die Spectralzeichnung dar, was ja recht instructiv z. B. zur Vergleichung mit dem Abney'schen photographischen Atlas ist; sonst aber ist die Curve natürlich viel werthvoller; es würde einen ausserordentlichen Fortschritt bedeuten, wenn wir alle Spectra in Gestalt derartiger Curven hätten.

600. Ångström[2]) hat dann diese photographische Methode so umgeformt, dass sie sich auch mit geringeren Mitteln, als sie Langley zur Verfügung stehen, ausführen lässt: an dem zur Vorüberführung des Spectrums gedrehten Theil des Spectrometers, Fernrohr oder Prisma, ist ein langer Arm befestigt, welcher eine horizontal liegende Platte trägt. Darüber ist das Galvanometer

1) Siehe die Kritik einer früher publicirten Curve durch Wadsworth. Astrophys. J. 3. p. 398—401 (1896).

2) K. Ångström, Ueber eine einfache Methode zur photographischen Darstellung des ultrarothen Spectrums. Nova acta Ups. (3) 1895. p. 1—4; Physical. Review 3. p. 137—141 (1895).

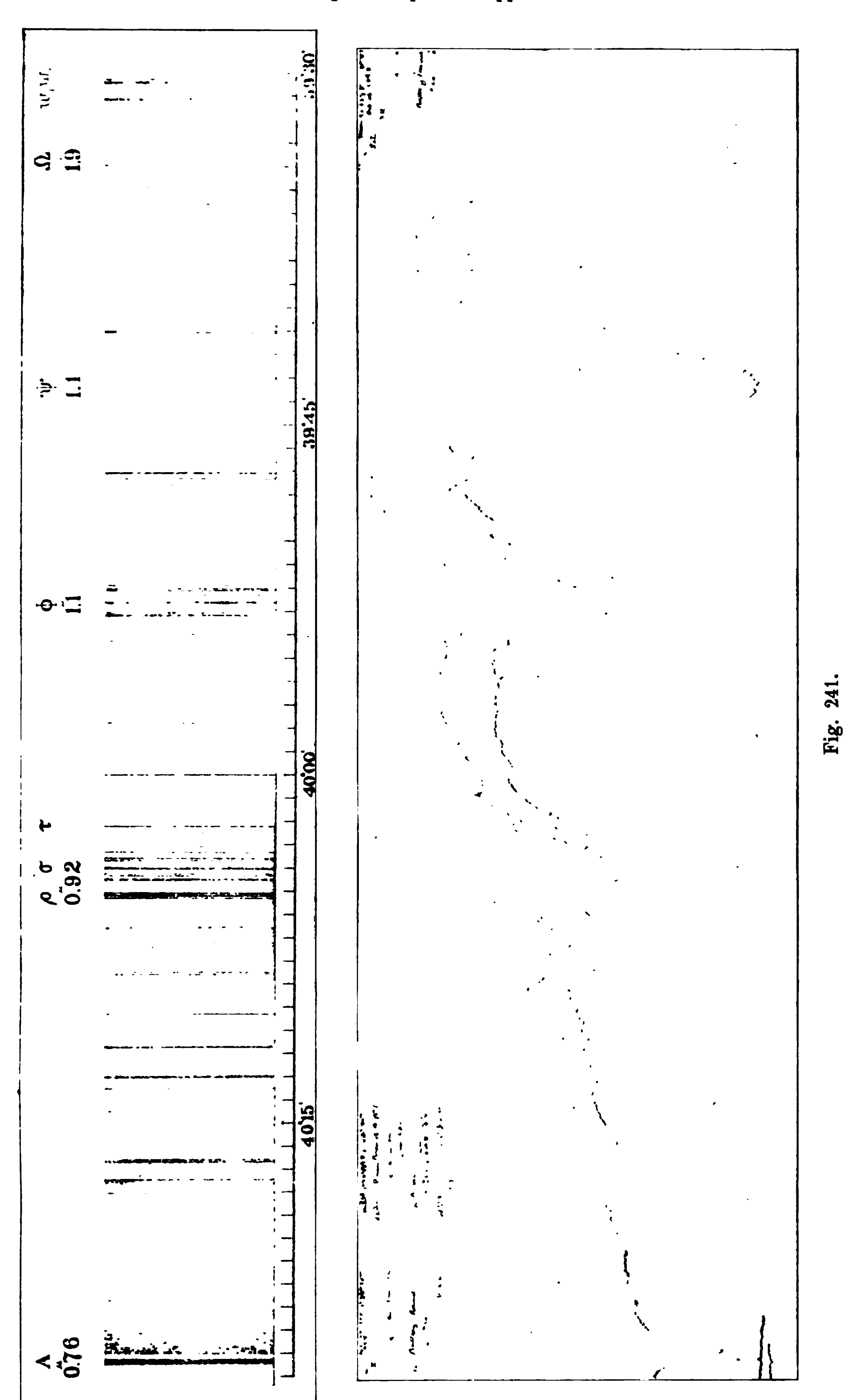


Fig. 241.

aufgestellt; das von dessen Spiegel reflectirte Lichtbild fällt durch ein total reflectirendes Prisma vertical auf die Platte, und verschiebt sich bei Schwingungen des Spiegels in radialer Richtung. Bei Drehung des Armes erhält man also auch hier Curven, und der einzige Unterschied gegen Langley ist der, dass sich die Platte nicht längs einer graden Linie, sondern längs eines Kreises verschiebt. So hat Ångström die Strahlung des Bunsenbrenners untersucht. Er macht noch einen anderen Constructionsvorschlag, der noch günstiger erscheint.

601. Es bleiben uns in Bezug auf das Bolometer noch einige theoretische Betrachtungen über seine Wirkung und einige für die Praxis wichtige Gesichtspunkte für seine Construction zu besprechen.

Reid[1]) ist der erste, welcher sich mit der Theorie des Bolometers beschäftigt hat. Aber seine Betrachtungen sind durch Einführung zahlreicher Details, die mit der eigentlichen Sache nichts zu thun haben, oder über deren Grösse wir nichts wissen, ganz unnöthig belastet, führen im Uebrigen zu denselben Resultaten, nur in weniger übersichtlicher Form, wie die Ueberlegungen von Lummer und Kurlbaum[2]), die ich allein hier mittheilen will. Da das Bolometer nichts anderes ist, als eine Wheatstone'sche Brückencombination, so gilt dafür der bekannte Satz, dass die Combination am empfindlichsten ist, wenn alle vier Zweige und das Galvanometer denselben Widerstand w besitzen. Wird dann der Widerstand des einen Zweiges um den Bruchtheil α geändert, und ist die Stärke des Hauptstromes J, so fliesst durch die Brücke ein Strom

$$(1) \qquad i = \frac{J\alpha}{8}.$$

Dieser Strom bringt im Galvanometer einen Ausschlag P hervor, der noch von der Empfindlichkeit und Construction desselben abhängt. Da bekanntlich die Empfindlichkeit unter anderem proportional der Wurzel aus dem Widerstande w ist, so erhalten wir

$$(2) \qquad P = i\,G\,.\sqrt{w},$$

wo G eine Constante des Galvanometers bedeutet. Die durch Bestrahlung des einen Zweiges hervorgerufene procentische Widerstandsänderung α ist nun

$$(3) \qquad \alpha = \varepsilon\,t\,a,$$

wo ε den Temperaturcoefficient des gewählten Metalles, t die Temperaturerhöhung, a den bestrahlten Theil des Zweiges bedeutet.

Die Temperaturerhöhung t hängt ab von dem Absorptionsvermögen A der bestrahlten Fläche, dem Emissionsvermögen E der ganzen Fläche (wobei die Verluste durch Leitung mitgerechnet seien), von der Oberfläche F und der Wärmecapacität W, so dass wir schreiben können:

---

1) H. F. Reid, Theory of the bolometer. Amer. J. (3) **35**. p. 160—166 (1888).

2) O. Lummer und F. Kurlbaum, Bolometrische Untersuchungen. Wiedem. Ann. **46**. p. 204—224 (1892).

$$(4)\qquad t = \frac{f_1(A)\, f_3(F)}{f_2(E)\, f_4(W)},$$

wobei alle Functionen mit ihren Argumenten wachsen. So erhalten wir

$$(5)\qquad P = \frac{J}{8}\,\varepsilon\, a\, G \sqrt{w}\; \frac{f_1(A)\, f_3(F)}{f_2(E)\, f_4(W)}.$$

Um das Instrument möglichst empfindlich, d. h. P möglichst gross zu machen, müssen also möglichst gross werden: 1) der Hauptstrom J; 2) der Temperaturcoefficient ε; 3) der bestrahlte Theil a des Bolometerzweiges; 4) der gleiche Widerstand w aller Zweige und des Galvanometers; 5) der Absorptionscoefficient A der bestrahlten Fläche; 6) die bestrahlte Oberfläche F. — Es sollen dagegen möglichst klein werden: 7) das Vermögen E Wärme abzugeben; 8) die Wärmecapacität W. Da W = V.d.s, wo V das Volumen des Bolometerdrahtes, d sein specifisches Gewicht, s seine specifische Wärme bedeutet, so müssen diese drei Grössen möglichst klein sein, oder wenn das Metall gewählt ist, d und s also gegeben, können wir sagen, die Dicke soll möglichst gering werden.

Practisch kommt in der That die Grösse des Productes d s gar nicht in Betracht; ich gebe die Zahlen für einige Substanzen:

Al	Fe	Au	Graphit	Ni	Pd	Pt	Ag	Sn
0,546	0,858	0,579	0,368	0,979	0,684	0,645	0,525	0,438

Am günstigsten wären danach Kohlefäden[1]), am ungünstigsten Ni. Aber die Unterschiede sind so gering, dass die Möglichkeit, sehr dünne Blättchen herzustellen, viel wichtiger ist, und dadurch Kohle z. B. ganz ausgeschlossen wird.

602. Zu den angeführten rein theoretischen Bedingungen kommen nun nach Lummer und Kurlbaum einige durch die Praxis gegebene. Fast von allen, die mit Bolometern gearbeitet haben, wird über die fortwährende Bewegung der Galvanometernadel geklagt, die sich theils als langsames Wandern des Nullpunktes, „drift", theils als unregelmässige Schwankungen äussert. Der drift kommt vermuthlich davon her, dass die 4 Zweige nicht absolut gleich gemacht werden können in Bezug auf Länge und Dicke. Es kann daher ihr Widerstand nur für eine einzige Temperatur so beschaffen sein, dass das Galvanometer in Ruhe ist. Sobald aber die Temperatur des Zimmers oder die Stärke des Hauptstroms und damit die Temperatur der Drähte sich langsam ändert, werden auch verschiedene Aenderungen der Widerstände eintreten müssen. Die unregelmässigen Schwankungen aber rühren wahrscheinlich davon her, dass von den durch den Hauptstrom erwärmten Drähten Luftströme aufsteigen, und die dadurch entstehende unregelmässige Luftbewegung im Bolometer kleine Schwankungen der Temperatur verschiedener Theile hervorruft.[2])

1) Solche sind in der That für das Bolometer vorgeschlagen durch S. P. Thompson, Experiments in bolometry. Rep. Brit. Ass. 1883. p. 401.

2) C. G. Abbot (Report on the work of the astrophysical observatory for the year ending June 30, 1896, Ann. Rep. of the Smithson. Instit. 1896. p. 68—73) theilt mit, im Langley'schen Observatorium habe der drift völlig aufgehört, nachdem die Isolirungen aus Hartgummi beseitigt und durch solche aus Glimmer ersetzt worden.

Daraus ergeben sich also zwei neue Bedingungen: 9) um den drift herabzusetzen, sind die 4 Zweige möglichst identisch zu machen, und 10) man muss den Luftströmungen regelmässige Wege zu geben suchen.

Die Constanz der Ruhelage des Galvanometers und die mögliche Genauigkeit der Ablesungen hängt also von der Wärme ab, welche der Hauptstrom im Bolometer erzeugt, und es wird daher noch untersucht, wie Veränderungen des Bolometers hier wirken. Dabei wird die Bedingung als erfüllt vorausgesetzt, dass in allen Fällen die erzeugte Temperaturerhöhung die gleiche bleibe.

1) Setzen wir n Streifchen neben einander, die der Strom hinter einander zu durchlaufen hat, so darf die Stärke des Hauptstroms dieselbe bleiben; der Widerstand w ist aber n Mal so gross, der Ausschlag nach (5) $\sqrt{n}$ Mal so gross.

2) Wird die Breite des Streifchens n Mal vergrössert, so kann die Stromstärke auch auf das n-fache wachsen. Da aber gleichzeitig w auf $\frac{w}{n}$ reducirt, so wächst auch in diesem Falle P auf das $\sqrt{n}$-fache.

3) Wird die Dicke des Streifchens von D in n D verwandelt, so kann die Stromstärke auf das $\sqrt{n}$-fache erhöht werden; da aber der Widerstand auf $\frac{w}{n}$ gelangt, bleibt P unverändert.

4) Dasselbe Resultat zeigt sich, wenn der specifische Widerstand verändert wird.

Es sind also nur die beiden ersten Fälle weiter zu berücksichtigen: Verlängerung des Streifens auf das n-fache, oder Verbreiterung in demselben Maasse. Die Wirkung auf den Ausschlag ist die gleiche, aber im ersten Fall haben wir einen schwachen Strom, der einen grossen Widerstand durchfliesst, im zweiten einen starken Strom, der einen kleinen Widerstand durchfliesst; der erstere Fall ist offenbar viel günstiger, und daher hatte schon Langley sein erstes Flächenbolometer aus einem langen Streifen construirt.

„Der Verlängerung des Streifens (beim Flächenbolometer) ist eine Grenze in der Grösse der Fläche F, welche man bestrahlen lassen kann, vorgeschrieben. In diesem Sinne könnte man in Gleichung (5) statt $\sqrt{w}$ auch $\sqrt{F}$ setzen. Darin liegt das Verhältniss der Empfindlichkeiten eines Flächen- und eines Linear-Bolometers. Sie verhalten sich also unter sonst gleichen Verhältnissen, wie die Wurzeln aus ihren Oberflächen."

603. Child und Stewart[1]) machen noch folgende Bemerkung: die Regel der Wheatstone'schen Brücke, dass alle Zweige gleichen Widerstand besitzen sollen, gilt, wenn man eine bestimmte electromotorische Kraft als gegeben annimmt. Im vorliegenden Falle können wir aber beliebige electromotorische Kraft verwenden, die Grenze der Stromstärke wird uns nur durch die schädliche Temperatursteigerung der Drähte gezogen. Falls nun der Strom dem Bolometer so zugeführt wird, dass er sich zwischen die beiden im Instru-

1) C. D. Child und O. M. Stewart, The most sensitive arrangement of a Wheatstone bridge with special reference to the bolometer. Physical Review 4. p. 502—504 (1896).

mente vorhandenen Zweige theilt, und aus jedem in den einen Compensationswiderstand tritt, von deren Vereinigungspunct zur Batterie zurückkehrt, so kann man die Stromstärke und daher die Temperaturerhöhung in den messenden Zweigen unverändert halten trotz Erhöhung der electromotorischen Kraft, wenn man gleichzeitig die Compensationswiderstände vergrössert. Child und Stewart finden, dass die Ausschläge um etwa 30% wachsen, wenn sie diese äusseren Widerstände auf 100 Ohm bringen, während die Bolometerstreifen 1 Ohm haben.

604. Da die Temperatursteigerung des Bolometerstreifs einerseits von der durch Strahlung zugeführten Wärmemenge, andererseits von der durch Leitung des umgebenden Mediums und Strahlung verlorenen Wärme abhängt, so muss selbstverständlich das umgebende Medium Einfluss auf die Empfindlichkeit haben. Von Kurlbaum[1]) sind einige Versuche in dieser Richtung gemacht worden. Es zeigte sich, dass im Vacuum die Empfindlichkeit doppelt so gross ist, als in Luft, weil die Leitungsverluste wegfallen, dass in CO_2 die Empfindlichkeit um 17% grösser ist, als in Luft.

605. Wir haben nun noch einen für die Brauchbarkeit der Bolometer fundamentalen Umstand zu besprechen. Nur diejenigen auf das Bolometer fallenden Strahlen werden in Wärme verwandelt und zur Messung gebracht, welche von dem Bolometer absorbirt werden. Die Annahme, dass wir mit dem Bolometer die Intensität der Strahlung messen können, beruht also auf der Annahme, dass dasselbe wirklich alle Strahlen absorbirt. Der absorbirende Theil ist nach den bisher besprochenen Constructionen eine dünne Russschicht; es ist also zu untersuchen, ob diese das Verlangte leistet. Wenn die Russschicht nicht alles absorbirt, sondern einen Theil reflectirt oder diffundirt, so wäre der Schaden nicht sehr gross, wir würden nur etwas zu geringe Ausschläge bekommen, falls der Verlust für alle Wellenlängen gleich gross wäre. Wir hätten dann nur zu untersuchen, wie wir die Absorption möglichst steigern können. Sehr bedenklich würden aber die Angaben des Instrumentes, wenn der Russ sich verschiedenen Wellenlängen gegenüber verschieden verhielte, wenn wir selective Reflexion fänden. Dass der Russ nicht alles absorbirt, dass er sich nicht als absolut schwarzer Körper im Sinne des Kirchhoff-schen Gesetzes verhält, kann man leicht an dünnen Russschichten sehen, die ein röthlich-braunes Licht hindurchlassen. Das zeigt uns, dass die kurzen Wellen stärker absorbirt werden, dass also jedenfalls das Absorptionsvermögen nicht für alle Strahlen gleich gross ist. Mehrere ältere sehr zweifelhafte Versuche schienen ebenso darauf hinzudeuten, dass für sehr lange Wellen der Russ durchsichtig werde.

Während Melloni meinte, Russ absorbire Strahlen aller Wellenlängen vollkommen, geben De la Provostaye und Desains[2]) an, eine Russschicht

1) F. Kurlbaum, Wiedem. Ann. **61**. p. 417—435 (1897).

2) F. H. de la Provostaye et P. Desains, Note sur la diffusion de la chaleur. C. R. **26**. p. 212—214 (1848).

reflectire und zerstreue höchstens $^1/_{150}$ der auffallenden Wärmestrahlung; Christiansen[1]) sagt, der Russ absorbire etwa 90%; Ångström[2]) findet 97,6%, aber sagt gleichzeitig, verschiedene Russsorten verhielten sich sehr verschieden, der Verlust sei bei Russ von Stearinkerzen nur halb so gross wie bei Russ von Terpentinöl.[3]) Ångström[4]) untersucht genauer verschieden lange Wellenlängen. Seine Resultate sind in folgender Tabelle gegeben für Schichten von verschiedener Dicke l:

λ	l = 0,009		l = 0,023		l = 0,038		k Mittel
	p	k	p	k	p	k	
0,69 μ	11,7	238,0	—	—	—	—	238,0
0,90 μ	19,1	184,0	3,1	151,0	—	—	167,5
1,70 μ	44,3	90,5	16,8	77,6	3,9	85,4	84,5
4,00 μ	64,4	48,9	34,5	46,3	17,4	46,0	47,1
6,50 μ	68,8	41,6	42,5	37,2	26,2	35,2	38,0
8,90 μ	67,9	43,0	44,0	35,7	32,0	30,0	36,3

Hier bedeutet p die durchgelassene Menge in Procenten, k den Extinctionscoefficient berechnet nach der Formel $p = 100\, e^{-kl}$. Damit stimmen ganz gut ältere Angaben von Rosický[5]), welcher den Coefficient für rothes Licht 315, für grünes 355, für blaues 400 findet, während Langley[6]) angiebt, die langen Wellen, die von Körpern bei Zimmertemperatur ausgesandt werden, gingen zur Hälfte durch dünne Russschichten.

Wie daraus ersichtlich, wächst also in der That die Durchsichtigkeit mit der Wellenlänge, und es dürfte dieser Einfluss bei bolometrischen Messungen nicht zu vernachlässigen sein.

Crova hat nun gefunden, dass die Absorption stärker wird, wenn man die absorbirende Oberfläche zuerst electrolytisch mit Platinschwamm überzieht und dann berusst. Lummer und Kurlbaum[7]) nehmen für quantitative Vergleichung von Strahlungen einen Ueberzug nur von Platinmohr, da sie diesen immer in gleicher Weise herstellen können, wenn sie die electrolytische Ausscheidung unter constanten Bedingungen gleich lange Zeit statt

1) C. Christiansen, Absolute Bestimmung des Emissions- und Absorptionsvermögens für Wärme. Wiedem. Ann. **19**. p. 267—283 (1883).

2) K. Ångström, Ueber die Diffusion der strahlenden Wärme von ebenen Flächen. Wiedem. Ann. **26**. p. 253—287 (1885), nach Upsala, Universit. Arsskrift 1885*.

3) Auch E. F. Nichols giebt einige Zahlen für die Durchlässigkeit von Russ auf Quarz, die von etwa derselben Grössenordnung sind: A study of the transmission spectra of certain substances in the infra-red. Phys. Rev. **1**. p. 1—18 (1893).

4) K. Ångström, Beobachtungen über die Durchstrahlung von Wärme verschiedener Wellenlänge durch trübe Medien. Wiedem. Ann. **36**. p. 715—724 (1889) nach Öfvers. Vet. Ak. Förh. 1888. Nr. 6. p. 385—397.

5) W. Rosický, Ueber die optischen Eigenschaften des Russes. Wien. Ber. **78**. II. p. 407—432 (1878).

6) S. P. Langley, Proc. Amer. Assoc. **34**. p. 55—75 (1885), auch Amer. J. (3) **31**. p. 1—12 (1886) und Phil. Mag. (5) **21**. p. 394—409 (1886).

7) O. Lummer und F. Kurlbaum, Bolometrische Untersuchungen für eine Lichteinheit. Berl. Ber. 1894. p. 229—238.

finden lassen. Eine genauere Untersuchung über die zweckmässigste Behandlung des Russes führen Crova und Compan[1]) aus. Sie vergleichen dazu nicht die Absorption, sondern die Emission des Russes und eines absolut schwarzen Körpers. So finden sie den Verlust durch ungenügende Absorption bei blankem Kupfer 0,522 bis 0,650; wird dasselbe einmal mit einer Kerze berusst, so sinkt der Verlust auf 0,068 bis 0,125. Wenn sie dagegen die Russsschicht mit Alkohol waschen, wodurch der Russ dichter wird, und zum zweitenmal berussen und das zehnmal wiederholen, so ist der Verlust nur noch 0,0230. Platinschwarz mit 6 solchen gewaschenen Schichten von Russ überzogen gab 0,057 bis 0,020 Verlust.

Eingehende Messungen über die Emission und Absorption durch Russschichten variabler Dicke und durch Schichten von Platinmohr, die nach dem

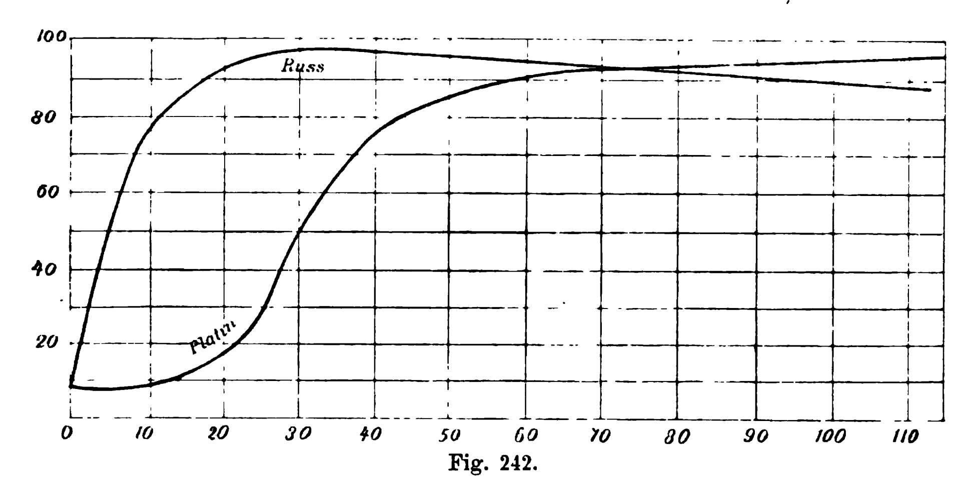


Fig. 242.

Verfahren von Lummer und Kurlbaum hergestellt sind, führt Kurlbaum[2]) aus. Die Resultate werden am kürzesten durch die Curven, Fig. 124, dargestellt, welche die Emission bei etwa 100° C geben. Als Ordinaten sind die Intensitäten, als Abscissen die Dicken $d = \frac{mg}{dm^2}$ genommen. Man sieht die grosse Ueberlegenheit des Russes bis zu einer gewissen Dicke, von wo an die schlechte Wärmeleitung zu stören beginnt.

606. Man gelangt so also zu sehr stark absorbirenden Schichten, aber wie viel noch die selective Reflexion ausmachen kann, ist bisher nicht genügend untersucht. Vielmehr hat man einen anderen Weg einzuschlagen gewusst, der über alle Schwierigkeiten forthilft: man verwandelt das Bolometer in einen absolut schwarzen Körper, indem man es in einen Hohlraum mit spiegelnden Flächen einschliesst. Ich will an dieser Stelle nicht näher

1) A. Crova et Compan, Sur le pouvoir absorbant du noir de fumée pour la chaleur rayonnante. C. R. **126**. p. 707—710 (1898).

2) F. Kurlbaum, Aenderung der Emission und Absorption von Platinschwarz und Russ mit zunehmender Schichtdicke. Wied. Ann. **67**. p. 846—858 (1899).

auf diese Verhältnisse eingehen, das bleibe dem Abschnitt über die Folgerungen aus dem Kirchhoff'schen Gesetz überlassen. Es mögen hier wenige Worte genügen: Ein absolut schwarzer Körper ist ein solcher, welcher alle auf ihn fallenden Strahlen absorbirt. Denken wir uns den Bolometerstreif im Centrum einer absolut spiegelnden Kugel eingeschlossen, welche nur eine möglichst kleine Oeffnung zum Eintritt der Strahlen besitzt, so werden von diesen Strahlen die meisten schon beim ersten Auffallen absorbirt werden. Die vom Streifen regelmässig oder diffus reflectirten, welche bei der gewöhnlichen Anordnung verloren gehen würden, gelangen zu den spiegelnden Wänden, werden zum Streifen zurückreflectirt, hier zum grössten Theil absorbirt, sonst nach einer oder mehreren weiteren Reflexionen an den Kugelwänden. Man sieht leicht, dass, wenn diese Wände gar nichts absorbirten, und die Oeffnung unendlich klein wäre, so dass durch sie nicht einige Strahlen entwischen können, der Bolometerstreif schliesslich nach beliebig vielen Reflexionen die gesammte Strahlung absorbiren muss, sich also als absolut schwarzer Körper verhält. Dabei kommt dann weder das Absorptionsvermögen noch selective Eigenschaften mehr in Betracht. Da die Oeffnung nicht unendlich klein ist, und da auch die spiegelnden Wände immer noch etwas absorbiren, wird man trotzdem das Absorptionsvermögen des Streifens möglichst gross machen, sich dann aber auch einem absolut schwarzen Körper ausserordentlich nähern. Von Paschen[1]) ist ein derartiges Bolometer angewandt.

Nur kurz erwähnt sei zum Schluss, dass Crova[2]) die Wheatstone'sche Brücke in der Weise benutzen will, dass er die Widerstandsänderung wirklich misst. Auch Wadsworth[3]) giebt Bemerkungen über diese Methode, sagt aber natürlich, dass sie viel schlechter sei, als die von Langley eingeführte.

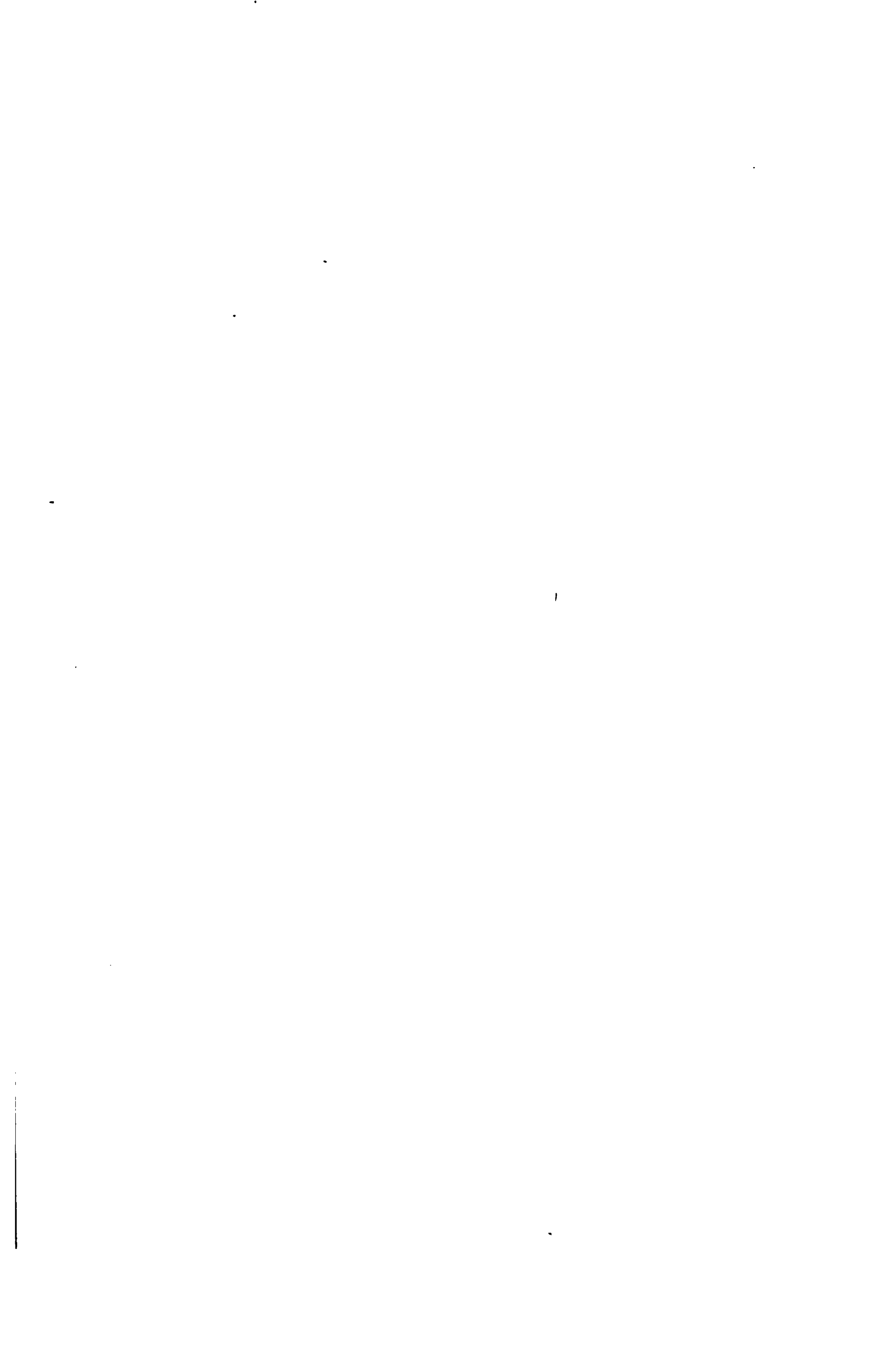
1) F. Paschen, Ueber die Vertheilung der Energie im Spectrum des schwarzen Körpers bei niederen Temperaturen. Berl. Ber. 1899. p. 405—420; Ueber die Vertheilung der Energie im Spectrum des schwarzen Körpers bei höheren Temperaturen. Berl. Ber. 1899. p. 959—976.

2) A. Crova, Sur le bolomètre. Ann. chim. et phys. (6) **29**. p. 137—144 (1893).

3) F. L. O. Wadsworth, Thermal measurements with the bolometer by the zero method. Astrophys. J. **5**. p. 268—276 (1897).

KAPITEL VI.

DIE SPECTROSCOPISCHEN MESSUNGEN.



ERSTER ABSCHNITT.

Absolute Messungen.

607. Das Ziel der meisten spectroscopischen Beobachtungen ist schliesslich die Bestimmung der Wellenlängen der gesehenen Linien: es lässt sich auf zwei Wegen erreichen: entweder nämlich geht man darauf aus, die Wellenlängen direct in Millimetern auszudrücken, ohne andere ältere Messungen über bekannte Linien zu Hülfe zu nehmen; dann sprechen wir von einer absoluten Bestimmung der Wellenlängen, und eine solche erfordert im Allgemeinen (abgesehen von den später zu besprechenden neueren Interferenzmethoden) durchaus die Anwendung eines ebenen Gitters.[1]) Diese Aufgabe ist so schwierig, dass sie als bis heute noch nicht genügend genau gelöst zu bezeichnen ist. — Oder wir können zweitens die Wellenlängen nur relativ zu den schon bekannten anderer Spectrallinien bestimmen. Dazu können wir jeden beliebigen Spectralapparat und eine sehr grosse Anzahl von Methoden benutzen, Prismen und Gitter sind beide brauchbar. Das Hauptinstrument ist aber für solche Bestimmungen das Concavgitter, die mit ihm erreichbare Genauigkeit geht wenigstens um eine Decimale weiter, als bei allen sonstigen Methoden. — Diese zweite Art der Messung setzt aber voraus, dass wenigstens für eine Spectrallinie die Wellenlänge absolut bestimmt sei.

Wir wollen uns zunächst mit den absoluten Bestimmungen beschäftigen. Fraunhofer hat zuerst, nachdem er die Beugungsgitter erfunden hatte, für die Linien B, C, D, E, F, G, H des Sonnenspectrums absolute Bestimmungen ausgeführt. Lassen wir paralleles Licht senkrecht auf das Gitter fallen, so ist, wie die Gittertheorie (§ 412) zeigt: $\lambda = \frac{e}{n} \sin \alpha$, wo e die Gitterconstante bedeutet, d. h. den Abstand der Mitten zweier benachbarter Spalte, oder die Breite von Spalt und Zwischenraum, n die Ordnungszahl des beobachteten Spectrums, α den Winkel, unter welchem die Linie abgelenkt ist. Wie schon früher mitgetheilt, hat Fraunhofer die Constante seiner Gitter bei deren Herstellung ermittelt, indem er die Breite des ganzen Gitters maass, die Zahl der Furchen aber durch ein mit der Theilmaschine verbundenes Zählwerk

1) Wenn Scheiner in seiner Spectralanalyse der Gestirne p. 61 behauptet, auch die Concavgitter eigneten sich für absolute Bestimmungen, so zeigt das nur, ebenso wie die Angabe, beim Concavgitter gebrauche man ein Collimatorrohr, dass ihm dies wichtigste spectroscopische Instrument ganz unbekannt ist.

constatirte. In der ersten hierher gehörigen Abhandlung[1]) benutzt Fraunhofer 10 verschiedene Drahtgitter, deren Spaltbreite zwischen 0,001324 und 0,022486 Pariser Zoll liegt, während die Dicke der Fäden zwischen 0,000628 und 0,002878 beträgt, folglich die Gitterconstanten zwischen 0,053575 mm und 0,68660 mm. Er misst die Ablenkung für die Fraunhofer'schen Linien meist auf beiden Seiten und in verschiedenen Ordnungen, und giebt die Mittelwerthe für jedes Gitter an, welche in folgender Tabelle vereinigt sind; dabei bedeutet D die Mitte von beiden D-Linien, da Fraunhofer sagt, er habe bei der kleinen Dispersion die Linie nicht doppelt gesehen; über H dagegen sagt Fraunhofer ausdrücklich, dass er die nach G hin liegende Componente des starken Paares genommen habe, also die Linie, die wir auch heute mit H bezeichnen, während sie früher H_1 genannt wurde; das frühere H_2 nennen wir jetzt K.

	B	C	D	E	F	G	H
	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
Gitter 1	2541	2425	2176	1944	1792	1587	1461
„ 2	2541	2426	2177	1946	1795	1587	1464
„ 3	—	2425	2176	1942	1788	1580	1450
„ 4	2542	2426	2178	1947	1794	1586	1457
„ 5	—	2423	2174	1938	1786	1578	1420
„ 6	—	2422	2175	1942	1795	1591	1451
„ 7	—	—	2174	1940	1784	—	—
„ 8	—	—	2174	—	—	—	—
„ 9	—	—	2173	—	—	—	—
„ 10	—	—	2173	—	—	—	—
Mittel	25413	24245	21750	19427	17884	15848	14505

Ich habe in der Tabelle die Mittelwerthe ausgerechnet, wobei alle Messungen als gleichwerthig angenommen wurden; offenbar aber weicht die mit Gitter 5 erheblich von den übrigen ab. Verwandelt man die Pariser Zoll in Millimeter durch Multiplication mit 27,06996, so erhält man folgende Werthe: B = 6879,3, C = 6563,1, D = 5887,7, E = 5258,9, F = 4841,2, G = 4290,0, H = 3926,5.

Nachdem Fraunhofer gelernt hatte, Furchengitter mit sehr viel feinerer Theilung herzustellen, hat er[2]) noch ein solches mit der Constanten 0,003311 mm benutzt, welches ihm folgende Werthe ergab:
C = 6556,3, D = 5887,7, E = 5265,1, F = 4856,4, G = 4296,0, H = 3963,0.

Diese Werthe von Fraunhofer, welche etwa 40 Jahre lang die einzigen Bestimmungen blieben, haben heute natürlich nur historischen Werth, man hat bei ihnen auch keinerlei Controlle über die möglichen Fehler, z. B. durch falschen Maassstab für den Pariser Zoll. Es ist aber sehr bemerkens-

1) J. Fraunhofer, Neue Modification des Lichtes durch gegenseitige Einwirkung und Beugung der Strahlen, und Gesetze derselben. Denkschr. Akad. d. Wiss. zu München f. 1821 und 1822. Bd. 8. p. 1—76. Gesammelte Schriften p. 51—107.

2) Jos. Fraunhofer, Kurzer Bericht von den Resultaten neuerer Versuche über die Gesetze des Lichtes, und die Theorie derselben. Gilbert's Ann. 74. p. 337—378 (1823). Gesammelte Schriften p. 117—143.

werth, welche Genauigkeit Fraunhofer erreicht hat, mit relativ so einfachen Apparaten. Auch ist zu erwähnen, dass er bei diesen Bestimmungen eigentlich gar nicht die Absicht verfolgt, die Wellenlängen möglichst genau zu bestimmen, sondern dass er die Messungen nur ausführt, um die Gittertheorie zu prüfen.

608. Der erste, welcher nach Fraunhofer wieder absolute Bestimmungen versuchte, war J. Müller[1]; der Erfolg war kläglich: mit einem Nobert-schen Gitter erhielt er für die D-Linien 5918, für die rothe Lithiumlinie 6763, für die Strontiumlinie 4631, für die Thalliumlinie 5348, einige Jahre später[2] für die Indiumlinie 4550. In demselben Jahre begann auch Mascart[3] seine Messungen; er wollte die Wellenlänge von A ermitteln, maass dafür die der rothen Caliumlinie, die nach Brewster mit jener identisch sein sollte. Er findet 7680 (statt 7699 und 7666, da die Linie doppelt ist).

Inzwischen hatte auch Ångström[4] derartige Messungen begonnen. Er benutzte ein Gitter von Nobert, welches auf eine Breite von 9,0155 Pariser Linien 4501 Furchen in Glas geritzt erhielt. Die Breite und Zahl der Linien war von Nobert angegeben. Die Messungen geschahen mit einem vorzüglichen Goniometer von Pistor und Martins in Berlin, an welchem ein Theilstrich in den Ablesemicroscopen 2″ entsprach. Das einfallende Licht war senkrecht gegen die Gitterfläche, für Temperaturänderungen wurde keine Correction angebracht. Die Resultate stimmen unter einander sehr gut überein: so erhält er z. B. für die D-Linien in Pariser Zollen Werthe, welche zwischen 2178,48 und 2178,69 liegen bei Messungen in vier verschiedenen Ordnungen im Mittel 2178,59=5897,4 A. E. Aber die Abweichungen gegen Fraunhofer sind, wie man sieht, sehr bedeutend. Im Ganzen misst er etwa 80 Fraunhofer'sche Linien.

609. Im folgenden Jahre erscheint eine Abhandlung von Ditscheiner[5]. Er hatte schon vorher[6], um die Zahlen des Kirchhoff'schen Sonnenspectrums auf Wellenlängen zu reduciren, für zahlreiche Fraunhofer'sche Linien die Wellenlängen bestimmt, aber nur relativ zu Fraunhofer, indem er seine Gitterconstanten auf der Fraunhofer'schen Angabe für D ermittelt. Dabei setzt er merkwürdigerweise 5888=D_2, nicht gleich dem Mittelwerth beider D-Linien, wie es Fraunhofer gethan hatte. Nachdem er aber Ångström's

1) J. Müller, Bestimmung der Wellenlänge einiger hellen Spectrallinien. Pogg. Ann. **118**. p. 641—644 (1863).

2) J. Müller, Wellenlänge der blauen Indiumlinie. Pogg. Ann. **124**. p. 637—638 (1865).

3) E. Mascart, Détermination de la longueur d'onde de la raie A. C. R. **56**. p. 138—139 (1863).

4) A. J. Ångström, Ny bestämning of ljusets våglängder, jemte en method att på optisk väg bestämma solsystemets progressiva rörelse. Öfv. Vet. Ak. Förh. **20**. p. 41—55 (1863); auch Pogg. Ann. **123**. p. 489—505 (1864).

5) L. Ditscheiner, Eine absolute Bestimmung der Wellenlängen der Fraunhofer'schen D-Linien. Wien. Ber. **52**, II. p. 289—296 (1865).

6) L. Ditscheiner, Bestimmung der Wellenlängen der Fraunhofer'schen Linien des Sonnenspectrums. Wien. Ber. **50**, II. p. 296—341 (1864).

Arbeit kennen gelernt, unternimmt er auch eine absolute Bestimmung. Er hat ein Gitter von Fraunhofer und eines von Plössl. Für beide musste die Breite und die Zahl der Furchen ermittelt werden. Ersteres geschah mit einem Comparator des Wiener polytechnischen Institutes, letzteres durch Zählen unter einem Microscop. Dabei fanden sich nun aber bei wiederholtem Zählen verschiedene Zahlen, indem stellenweise mehrere Furchen zusammengeflossen erschienen, und es somit ungewiss war, wie man solche breite Furchen in Rechnung setzen sollte. Er nahm schliesslich für das Fraunhofer'sche Gitter die sich am häufigsten ergebende Zahl von 2997 Furchen an, für das Plössl'sche 1610. Damit fand sich dann für die Linie D_2 5898,9 und 5919,2, also gewaltige Differenzen gegen die früheren Messungen und unter einander.

Mehrere Jahre später, nachdem Ångström seine grosse Messungsreihe vollendet und auch van der Willigen Beobachtungen veröffentlicht hatte, kommt Ditscheiner[1]) noch einmal auf seine Messungen zurück. Er erinnert jetzt daran, dass Fraunhofer stets eine Zahl von Furchen theilte, welche um 1 grösser ist, als ein volles Hundert, dass also wahrscheinlich 3001 Furchen auf seinem Gitter vorhanden seien, was sich auch bei der Zählung einmal ergeben habe. Er nimmt daher nun ohne Weiteres diese Zahl an, da sie Wellenlängen ergebe, die sehr gut mit denen von Ångström übereinstimmen. Er erhält jetzt: $D_2 = 5891{,}0$.

610. Inzwischen hatte Mascart weitere Untersuchungen[2]) über die Wellenlängen mit einem Gitter von Nobert ausgeführt, welches 440 Furchen pro Millimeter besass. Aber er erhielt für die Fraunhofer'schen Linien Werthe, die so sehr von den Fraunhofer'schen abwichen, und das Gitter war so mangelhaft, dass er schliesslich auf absolute Bestimmung verzichtete und den Werth für D von Fraunhofer zu Grunde legte, allerdings auch fälschlich für D_2. Aber eine sehr wichtige Erweiterung unserer Kenntnisse bringt diese Arbeit doch, insofern Mascart hier zum ersten Mal eine grössere Anzahl von Wellenlängen ultravioletter Linien auf photographischem Wege ermittelt.

Zwei Jahre später unternimmt Mascart[3]) neue Bestimmungen, nachdem er sich vier weitere Gitter von Nobert verschafft hat; sie hatten alle die gleiche Breite von 6,768 mm, und enthielten auf dieser Strecke 2400, 1800, 1200, 600 Intervalle. Die Breite wurde durch Dumoulin in folgender Weise gemessen: es wurden zwei Micrometer auf Glas mit zwei verschiedenen Theilmaschinen getheilt. Eine Vergleichung ergab, dass sie identisch seien, und danach wurden sie als richtig betrachtet. Dann wurde ein solches

---

1) L. Ditscheiner, Zur Bestimmung der Wellenlänge der Fraunhofer'schen Linien. Wien. Ber. **63**, II. p. 565—570 (1871).

2) E. Mascart, Recherches sur le spectre solaire ultra-violet, et sur la détermination des longueurs d'onde. Ann. éc. norm. **1**. p. 219—262 (1864). Siehe auch C. R. **58**. p. 1111—1114 (1864).

3) E. Mascart, Recherches sur la détermination des longueurs d'onde. Ann. éc. norm. **4** p. 7—31 (1866).

Micrometer mit der getheilten Seite auf das Gitter gelegt und unter dem Microscop die Lage der Enden der Gittertheilung gegen die benachbarten Micrometerstriche beobachtet. Um die von Nobert angegebene Zahl der Furchen zu controlliren, wurde diese durch Zählung für das Gitter mit 600 Furchen festgestellt. Dann wurde dies Gitter auf das mit 1200 Furchen gelegt, und unter dem Microscop erkannte man, dass stets je der zweite Strich coincidirte, wenn die Enden coincidirten. Ebenso verglich man die andern Gitter. Das schon früher benutzte Gitter hatte nach mehrfacher Zählung 2518 Intervalle, die Breite ergab sich jetzt zu 5,699, während früher 5,716 mm gefunden waren. Die meisten dieser Gitter zeigten starke focale Eigenschaften und verschiedene Theile mit verschiedenen periodischen Fehlern. Mit diesen Gittern fand sich nun für die Wellenlänge der Linie D: 5898,8, 5890, 5888,4, 5887,3, 5887,3. Die erste dieser Bestimmungen lässt Mascart fort, weil das Gitter zu schlecht sei, aus den andern nimmt er das Mittel: D = 5888,2 A. E.

611. Im Jahre 1866 unternahm van der Willigen[1]) eine Bestimmung von Wellenlängen, wieder wie seine Vorgänger mit Gittern von Nobert: das erste ist in Silber auf Glas getheilt, hat 20,3374 mm Breite und 1801 Furchen; das zweite ist in Glas getheilt, hat 13,55108 mm Breite, 1801 Furchen; das dritte endlich, auch in Glas getheilt, hat 13,55315 mm Breite, 3001 Furchen. Er misst mit einem offenbar sehr unglücklich gebauten Goniometer von Meyerstein, welches 2″ abzulesen gestattet. Die Breite des zweiten und dritten Gitters bestimmt er durch Vergleichung mit einem Micrometer von Dumoulin, welches 3 cm lang und in mm getheilt war. Die Gitter wurden auf das Micrometer gelegt, und die Abstände der Gitterränder von den benachbarten Strichen unter dem Microscop mit einem Schraubenmicrometer gemessen. Die Glastheilung sollte nach der Angabe des Verfertigers bei 15° „sehr richtig" sein; damit muss sich van der Willigen begnügen. Wenn er nun auch sucht, sich von den inneren Theilungsfehlern des Micrometers frei zu machen, und sehr ausführlich die grossen Schwierigkeiten schildert, so kann man doch weder sein Verfahren einwandsfrei finden, noch Vertrauen zu seinen Messungen gewinnen. Das versilberte Gitter wagt er gar nicht in dieser Weise zu messen, es wird daher zu absoluten Bestimmungen nicht verwandt. Die Ablenkungsmessungen macht er derart, dass er das Gitter mit der getheilten und mit der ungetheilten Seite nach dem Fernrohr kehrt, und es jedesmal noch in seiner Ebene um 180° dreht; er will dadurch frei werden von einer prismatischen Gestalt des Gitterglases und nicht völliger Parallelität der Linien. Aus den so erhaltenen Messungen wird das Mittel genommen. Die beiden Gitter liefern nun Angaben, die durchschnittlich um 0,6 A. E. abweichen; es wird wieder aus beiden das Mittel genommen. So findet sich schliesslich für die D-Linien: 5898,6 und 5892,6. Im Ganzen werden die Wellenlinien für 64 Linien ermittelt.

In dieser Abhandlung hatte van der Willigen die Temperatur der Gitter

1) V. S. M. van der Willigen, Mémoire sur la détermination des longueurs d'onde du spectre solaire. Arch. du musée Teyler. 1. p. 1—34 (1866). Nachtrag ebenda p. 57—63 (1867).

nicht berücksichtigt, da man sie doch nicht bestimmen könne, sondern höchstens die der umgebenden Luft. Zwei Jahre später erscheint eine zweite Publication[1]), welche deshalb von Interesse ist, weil van der Willigen hier alle möglichen Fehlerquellen discutirt, freilich wohl nur zum Theil mit Glück. Ferner bringt er hier eine Correctur für die Temperaturdifferenz des Gitters gegen 15^0 an, verrechnet sich aber dabei, wie Müller und Kempf[2]) bemerken, so dass alle seine Zahlen um 0,4 A. E. zu klein sind. Unter Correctur dieses Versehens würde sich für die D-Linien ergeben: 5898,84 und 5892,64.

612. Es sind damit die älteren und, wie wir sehen, als absolute Bestimmungen ganz ungenügenden Versuche besprochen. Bevor wir zu den weiteren Arbeiten gehen, wird es zweckmässig sein, die Messungmethoden zu erörtern.

Die Arbeit bei einer absoluten Bestimmung der Wellenlänge zerfällt in zwei ganz verschiedene Theile: erstlich ist der Werth der Gitterconstanten zu bestimmen, d. h. die Breite des Gitters und die Zahl der Furchen. Zweitens sind mit dem Spectrometer die Winkel zu messen, unter welchen die Strahlen gebeugt erscheinen. Die zweite Aufgabe ist die bei weitem leichtere, und die mässigen Resultate der älteren Arbeiten beruhen fast ausschliesslich darauf, dass die Gitterconstante ungenügend bestimmt wurde. Wir wollen zunächst die Methoden, die bei der zweiten Aufgabe verwandt werden können, kurz besprechen.

Wir denken uns ein im Glas getheiltes Gitter, welches unter Durchgang des Lichtes benutzt wird; für Reflexionsgitter gelten die gleichen Ausdrücke, nur ist der Spalt durch sein Spiegelbild ersetzt zu denken. Sei AB in Fig. 243 die Gitterfläche, a und b symmetrisch gelegene Punkte benachbarter Furchen. Dann ist ab gleich der Gitterconstante e. Das einfallende Licht bilde mit dem Einfallsloth den Incidenzwinkel α, die gebeugten Strahlen sollen mit der Richtung der einfallenden Beugungswinkel β bilden. Fällen wir die Lothe ac und ad, so ist die Bedingung für die Richtung, in der Spectrallinien von der Wellenlänge λ sichtbar sind, die, dass cb + bd gleich einem graden Vielfachen n der Wellenlänge sei, wenn wir die Spectra auf der linken Seite beobachten oder dass, wie die Figur leicht ergiebt,

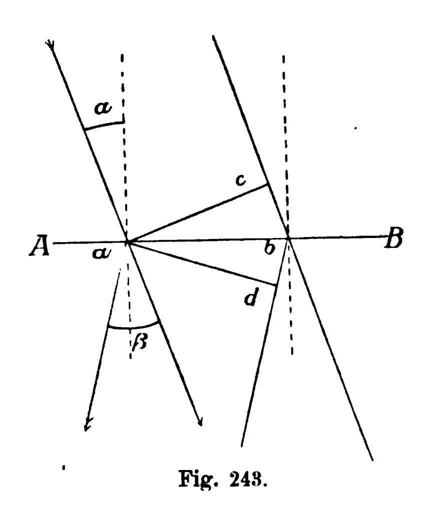


Fig. 243.

$$(1) \qquad e\,[\sin\alpha + \sin(\beta - \alpha)] = n\,\lambda.$$

Für Spectra auf der rechten Seite ergiebt sich ebenso

1) V. S. M. van der Willigen, Second supplément au mémoire sur la détermination des longueurs d'onde du spectre solaire. Arch. du musée Teyler **1**. 280—340 (1868).

2) G. Müller und P. Kempf, Bestimmung der Wellenlängen von 300 Linien im Sonnenspectrum. Publ. Potsdam **5**, 281 pp. (1886).

$$(2) \qquad e\,[\sin(\beta_1 + \alpha) - \sin\alpha] = n\lambda,$$

wenn wir die Beugungswinkel nach rechts mit dem Index 1 versehen. n ist dabei negativ. Wir können diese Gleichungen auch schreiben

$$(3) \qquad \begin{cases} \lambda = \dfrac{2\,e}{n} \sin\dfrac{\beta}{2} \cos\left(\alpha - \dfrac{\beta}{2}\right) \\ \lambda = \dfrac{2\,e}{n} \sin\dfrac{\beta_1}{2} \cos\left(\alpha + \dfrac{\beta_1}{2}\right) \end{cases}$$

Wie die Formel zeigt, hat man bei Messung nach ihr sowohl α als β zu ermitteln. Die erste Grösse macht aber besondere Schwierigkeit, wenn man sie direct messen will. Man kann dies freilich umgehen, — und so ist Ditscheiner vorgegangen, — indem man die Differenz der Einstellungen rechts und links misst. Die Gleichungen (1) und (2) ergeben:

$$\frac{n}{e}\lambda = \sin\alpha + \sin\beta\cos\alpha - \cos\beta\sin\alpha \quad \text{und}$$

$$\frac{n}{e}\lambda = \sin\beta_1\cos\alpha + \cos\beta_1\sin\alpha - \sin\alpha.$$

Durch Addition erhält man:

$$0 = \cos\alpha\,(\sin\beta + \sin\beta_1) - \sin\alpha\,(\cos\beta - \cos\beta_1) \text{ also } \operatorname{tg}\alpha = \frac{\sin\beta + \sin\beta_1}{\cos\beta - \cos\beta_1}.$$

Aber dieser Weg, die Messung von α zu umgehen, ist umständlich und nicht sehr zu empfehlen, da auch die Messung des Beugungswinkels practische Schwierigkeiten darbietet. Es zeigt sich nämlich, dass wenn das Fernrohr auf das directe Spaltbild scharf eingestellt ist, in der Regel die Spectra nicht scharf erscheinen und umgekehrt. Daher ist durchaus eine Methode vorzuziehen, welche auch die Einstellung des Fernrohrs auf den Spalt unnöthig macht.

Lässt man das Licht senkrecht auf das Gitter fallen, macht also $\alpha = 0$, so werden (1) und (2): $\lambda = \frac{e}{n}\sin\beta$ und $\lambda = \frac{e}{n}\sin\beta_1$, woraus folgt

$$2\lambda = \frac{e}{n}(\sin\beta + \sin\beta_1) = \frac{2\,e}{n}\sin\frac{\beta + \beta_1}{2}\cos\frac{\beta - \beta_1}{2} \text{ oder}$$

$$(4) \qquad \lambda = \frac{e}{n}\sin\frac{\beta + \beta_1}{2},$$

wenn man $\cos\frac{\beta - \beta_1}{2} = 1$ setzt. Das ist gestattet, wenn α genau gleich 0 ist, da dann $\beta = \beta_1$. Diese Methode ist von Ångström benutzt worden: sie setzt aber voraus, dass wirklich $\alpha = 0$ und dass das Gitter auf einer planparallelen Platte angebracht sei. Ångström zeigt, wie man kleine Fehler in dieser Beziehung in Rechnung zu setzen hat.

Mit diesem Falle ist selbstverständlich der identisch, wo man das Beobachtungsfernrohr senkrecht gegen das Gitter gerichtet lässt, und den Incidenzwinkel ändert. — In der Gleichung (4) kommt nur die Summe der Beugungswinkel vor, dadurch fällt die Einstellung auf das directe Spaltbild fort; wenn man aber die Ångström'sche Correction anbringen muss, was im Grunde

immer nöthig sein wird, so tritt wieder die Nothwendigkeit dieser Einstellung auf.

Eine dritte Methode, die Benutzung des Minimums der Ablenkung, ist zuerst von Mascart gebraucht worden. Wir haben das Auftreten dieses Minimums schon bei der Gittertheorie besprochen. Gleichung (3) zeigt, dass es vorhanden ist, wenn $\alpha = \frac{\beta}{2}$; dann halbirt die Gitterfläche den Winkel zwischen Collimator und Fernrohr. (3) giebt dann für Einstellung auf beiden Seiten

$$\lambda = \frac{2e}{n} \sin \frac{\beta}{2}; \; \lambda = \frac{2e}{n} \sin \frac{\beta_1}{2}.$$

Dafür können wir auch, da $\beta = \beta_1$ ist, schreiben: $\lambda = \frac{2e}{n} \sin \frac{1}{2}\left(\frac{\beta + \beta_1}{2}\right)$. Es ist somit auch hier nur die Summe der Beugungswinkel zu finden, die Einstellung auf das directe Spaltbild fällt heraus.

Bei einer vierten Methode lässt man Collimator und Fernrohr unter einem beliebigen Winkel φ stehen und dreht das Gitter. Diese Methode ist besonders geeignet für Reflexionsgitter, wir wollen für sie die Gleichungen ableiten: Sei (Fig. 244) CG die Richtung des Collimators, FG die des Fernrohrs, bei G befinde sich das Gitter. Wir denken uns zunächst dessen Normale GN_0 so gestellt, dass sie den Winkel φ zwischen Fernrohr und Collimator halbirt; nennen wir für diesen Fall den Incidenzwinkel α_0, so ist $\varphi = 2\alpha_0$. Denken wir uns nun die Gitternormale gedreht um den Winkel ϑ_1 nach N_1, so dass eine bestimmte Wellenlänge λ in das Fernrohr fällt, so sei der Incidenzwinkel $CGN_1 = \alpha_1$, dann wird das directe Bild in der Richtung GD_1 liegen, der Beugungswinkel FGD_1 sei β_1. Nun ist nach der Figur

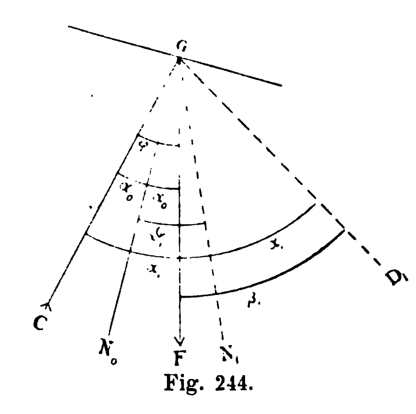


Fig. 244.

$\beta_1 = 2\alpha_1 - 2\alpha_0$; $\vartheta_1 = \alpha_1 - \alpha_0$, $\beta_1 = 2\vartheta_1$. Also ist $2\alpha_1 - \beta_1$ oder auch $\alpha_1 - \frac{\beta_1}{2}$, welches in unserer allgemeinen Gleichung (3) vorkommt, constant, und zwar $= \alpha_0 = \frac{\varphi}{2}$, welches auch der Incidenzwinkel sein mag. Gleichung (3) giebt also bei Benutzung von $\beta_1 = 2\vartheta_1$:

$$\lambda = \frac{2e}{n} \sin \vartheta_1 \cos \frac{\varphi}{2}.$$

Drehen wir die Gitternormale nach der entgegengesetzten Seite um den Winkel ϑ_2, bis dieselbe Wellenlänge derselben Ordnung in das Fernrohr fällt, so ist:

$$\lambda = \frac{2e}{n} \sin \vartheta_2 \cos \frac{\varphi}{2}.$$

also $\vartheta_1 = \vartheta_2$, d. h. die Halbirungslinie dieser beiden Einstellungen giebt uns

die Lage GN_0, die wir somit nicht zu beobachten brauchen. Durch Addition der beiden letzten Gleichungen erhalten wir

$$\lambda = \frac{e}{n} \cos\frac{\varphi}{2} (\sin\vartheta_1 + \sin\vartheta_2) = \frac{2e}{n} \cos\frac{\varphi}{2} \sin\vartheta,$$

wenn wir mit ϑ den Gesammtdrehungswinkel des Gitters bezeichnen zwischen den beiden Stellungen, wo dieselbe Linie in derselben Ordnung auf beiden Seiten der Normale mit dem Fadenkreuz coincidirt.

Ein Vorzug dieser vierten Methode ist der, dass Collimator und Fernrohr, die mit ihren Contragewichten relativ sehr schwer sind, ganz in Ruhe bleiben und nur das leichte Gitter gedreht wird; man hat daher Verbiegungen der Axe in diesem Falle viel weniger zu fürchten, als in den anderen. Es scheint, als ob nach dieser Methode die genauesten Resultate erzielt werden, obgleich die zu messenden Winkel nur halb so gross sind, wie bei den anderen Methoden. Da das Fernrohr nicht gedreht wird, kann man ihm auch sehr bedeutende Grösse geben, daher sehr viel grössere Gitter noch voll ausnutzen.

Für die absolute Bestimmung von Wellenlängen ist selbstverständlich die Temperatur des Gitters zu beachten, und es muss sein Ausdehnungscoefficient ermittelt werden. Das lässt sich besonders gut erreichen bei Metallgittern, an deren Rückseite man ein Gefäss mit Quecksilber anbringen kann, in welches ein Thermometer taucht; bei Glasgittern kann man höchstens die Temperatur der umgebenden Luft ablesen. Ebenso selbstverständlich ist es, dass man den Druck, Temperatur, Beschaffenheit der Luft zu berücksichtigen hat, die den Brechungsexponenten und damit die Wellenlänge in Luft beeinflussen. Ferner wäre zu erwähnen, dass man entsprechend dem Doppler-schen Princip, wenn man Fraunhofer'sche Linien beobachtet, die Bewegung des Beobachtungsortes gegen die Sonne zu berücksichtigen hat, welche von der Jahres- und Tageszeit abhängt.

Ångström[1]) glaubte, an den Werthen der Wellenlängen sei noch eine Correction anzubringen wegen der Bewegung des Gitters im Raume. Van der Willigen[2]) hält die Rechnung von Ångström für unrichtig, und soweit Beobachtungen vorliegen, scheint in der That eine derartige Aberration nicht einzutreten.

613. Nachdem wir so die allgemeinen Gesichtspunkte besprochen, gehen wir zu den genaueren Arbeiten über, deren erste von Ångström[3]) geliefert wurde. Er verwandte zwei Gitter von Nobert, welche 4501 resp. 2701 Furchen auf 9 Pariser Linien besassen. Das erste Gitter zeigte mehrfache Linienbilder auf der einen Seite der Normalen, das zweite war von diesem Fehler frei. Ångström wollte die Breite seiner Gitter mit möglichster Sorgfalt

1) A. J. Ångström, Ny bestämning of ljusets våglängder, jemte en method att på optisk väg bestämma solsystemets progressiva rörelse. Öfv. Vet. Ak. Förh. **20**. p. 41—55 (1863); Pogg. Ann. **123**. p. 489—505 (1864).

2) V. S. M. van der Willigen, Arch. du musée Teyler **1**. p. 280—340 (1868).

3) A. J. Ångström, Recherches sur le spectre solaire. Upsala bei Schultz; Berlin bei Dümmler 1869; 42 pp. u. Atlas.

bestimmen: er liess einen Metermaassstab von Brunner in Paris anfertigen, welcher in Decimeter getheilt war, und verglich ihn mit dem Pariser Normalmeter. Mit Hülfe dieses Stabes suchte er die Ganghöhe der Schraube einer Theilmaschine von Froment zu ermitteln, mit welcher dann die Breiten der Gitter ausgemessen wurden. Es lassen sich viele Einwendungen gegen die einzelnen Schritte seines Verfahrens erheben; ich verweise in dieser Beziehung auf die Abhandlung von Müller und Kempf.[1]) Mit dem ersten Gitter bestimmt Ångström die Wellenlängen von B, C, D, E, b, F, G, H_1, H_2; mit dem zweiten die von A, B, C, D, E, F, G, H_1, H_2. Dabei ergiebt sich ein Unterschied von etwa 0,4 A. E. zwischen den Resultaten, welchen Ångström auf einen Fehler in dem ersten Gitter schiebt, bei welchem zwei Lücken unter dem Microscop sichtbar werden. Die einzelnen Messungen jedes Gitters stimmen unter einander vortrefflich überein: für E z. B. liegen die Werthe bei 9 Bestimmungen in der fünften Ordnung zwischen 5269,01, und 5269,19, bei 14 Bestimmungen in der sechsten Ordnung zwischen 5268,99 und 5269,24.

Ångström sucht seine Werthe noch zu verbessern, indem er als erster die Coincidenz der Linien verschiedener Ordnungen benutzt: z. B. G sechster Ordnung liegt zwischen b_3 und b_2 der fünften Ordnung; wenn man daher deren Wellenlängen kennt und die Abstände von G von ihnen misst, so kann man G bestimmen. Durch solche Beobachtungen gleicht Ångström seine Werthe unter sich noch aus und nimmt als definitive Zahlen für 16° C. und Normaldruck: A = 7604,0, B = 6867,0, C = 6562,1, D = 5892,12, E = 5269,13, F = 4860,72, G = 4307,25, H_1 = 3968,1, H_2 = 3933,0. — Ångström hat noch zwei andere Gitter zu verwerthen gesucht; aber das eine lieferte Werthe, welche um 1,4 A. E. kleiner waren, das andere um eben so viel grössere Werthe; Ångström berücksichtigt diese Gitter nicht weiter, da er sie für schlechter hält, aber eigentlich ohne rechten Grund; so erscheint das Endresultat willkürlich gewählt. Ausser diesen Hauptlinien misst Ångström noch über 1000 andere Fraunhofer'sche Linien micrometrisch, welche gleichmässig über das ganze Spectrum vertheilt sind.

Diese grosse Arbeit von Ångström schien mit so viel Sorgfalt ausgeführt, und überragte jedenfalls die früheren Leistungen an Umfang und Genauigkeit so erheblich, dass sie für lange Zeit das Fundament aller Messungen bildete. Niemand ahnte, dass Ångström selbst schon bald nach Vollendung der Arbeit begründete Zweifel über die Genauigkeit hegte. Erst nach seinem Tode theilte 1884[2]) sein Mitarbeiter Thalén mit, dass Ångström vermuthete, die Messung seines Maassstabes sei falsch gewesen, und dass er sich bemühte, eine neue Vergleichung desselben vornehmen zu lassen. Lindhagen führte eine solche durch und theilte Angström 1872 mit, dass der Meterstab wahrscheinlich um 0,13 mm zu kurz gemessen worden sei. Ångström gelang

1) G. Müller und P. Kempf, Publ. Potsdam. Observ. **5** (1886).

2) R. Thalén, Sur le spectre du fer obtenu à l'aide de l'arc électrique. Nova acta Ups. (3) **12**. p. 1—49 (1884).

es nicht, bis zu seinem 1874 erfolgten Tode volle Sicherheit über die wahre Länge seines Stabes zu erhalten. Thalén theilt schliesslich als wahrscheinlichsten Werth für diese Länge mit: 0,9999384 m statt 0,99981, was Ångström angenommen hatte. Ist diese neue Zahl richtig[1]), so wären alle Angaben von Ångström mit dem Quotienten dieser beiden Längen zu multipliciren, d. h. mit 1,00013, und es würde dadurch z. B. die Wellenlänge von E 5269,80 statt 5269,12 A. E.

Diese Mittheilung rief nun neue Arbeiten hervor, von Müller und Kempf, von Kurlbaum und von Bell.

614. Müller und Kempf[2]) hatten vier Gitter von Wanschaff in Berlin zur Verfügung, deren erstes 2151 Furchen im Abstand von 0,01 mm besass, das zweite 5001 Furchen im Abstand 0,004, das dritte und vierte 8001 Furchen im Abstand 0,0025. Mit ganz ausserordentlicher Sorgfalt wurde die Breite der Gitter theils auf der Normal-Aichung in Berlin, theils in Potsdam bestimmt, und man wird wohl sagen können, dass dieser Theil der Arbeit nicht besser auszuführen ist, als es von den Herren geschehen ist. Mit der gleichen Sorgfalt wurden die Theilung des Spectrometerkreises und die Schrauben der Ablesemicroscope untersucht; es liessen sich an jedem Microscop 2 Secunden direct ablesen, die Zehntel noch schätzen. Die Messungen geschahen nach der Methode des Minimums der Ablenkung, und zwar wurden 11 Linien des Sonnenspectrums ermittelt, in allen brauchbaren Ordnungen. Dabei zeigen sich nun sehr grosse Differenzen; so liegen für die vier Gitter die Bestimmungen für D_1 zwischen folgenden Grenzen: 5895,88 und 5897,27, 5895,84 und 5896,16, 5895,92 und 5896,54, 5895,76 und 5896,21. Die Autoren beobachten nun, dass bei den verschiedenen Gittern die sich in den verschiedenen Ordnungen ergebenden Werthe verschieden gross sind; sie rechnen für jede Linie bei jedem Gitter den Mittelwerth aus und bilden die mittlere Abweichung jeder Ordnung von diesen Mitteln. Die so gefundenen Zahlen fügen sie nun als „Ordnungscorrection" jeder Messung in der betreffenden Ordnung zu.

Ob diese Art des Ausgleichs berechtigt ist, scheint mir mindestens zweifelhaft; sie wäre es nur, wenn man die Verschiebung der verschiedenen Ordnungen gegen einander theoretisch begründen könnte. Nur dann wäre es erlaubt, nicht nur die Ablesungen für jede einzelne Linie in den verschiedenen Ordnungen unter sich auszugleichen, wie es gewöhnlich durch Bildung von Mittelwerthen geschieht, sondern auch die einzelnen Ordnungen als Ganzes für sich zu behandeln. So aber werden die Linien in den besser zu messenden Theilen des Spectrums jedenfalls durch die schwerer zu messenden an den Enden des Spectrums geschädigt.

---

1) Macé de Lepinay giebt nach Benoît 0,9999198 m an, J. de Phys. (2) **6**. p. 387—389 (1887).

2) G. Müller und P. Kempf, Bestimmung der Wellenlängen von 300 Linien im Sonnenspectrum. Publ. Potsdam Observ **5**. 281 pp. (1886).

Bell[1]) stellt nun zwar Betrachtungen an, nach denen er meint, durch Gitterfehler könnten die Linien unsymmetrisch verbreitert und somit scheinbar verschoben werden. Aber erstlich kann das doch nur in geringem Grade eintreten, wenn das Gitter überhaupt zu absoluten Bestimmungen brauchbar sein soll, es können nicht etwa Verschiebungen um 1. A. E. so erklärt werden; und zweitens würde ein solcher Fehler nicht von Ordnung zu Ordnung sprungweise variiren, innerhalb jeder Ordnung aber constant sein, sondern er würde höchstens mit dem Beugungswinkel sich continuirlich verändern können.

Der durchschlagendste Beweis für die Unrichtigkeit einer solchen Ordnungscorrection scheint mir aber in der Durchführbarkeit der Coincidenzmethode für relative Wellenlängenbestimmungen zu liegen. Sie ist bekanntlich im grossartigsten Maassstab von Rowland angewandt worden, um die Wellenlängen im ganzen Sonnenspectrum zu ermitteln, und die nach dieser Methode erreichte Genauigkeit ist noch von Niemand übertroffen worden, wie allgemein anerkannt ist. Die Methode beruht aber darauf, dass, wenn wir an einer Stelle des Spectrums die Wellenlänge λ haben, an derselben Stelle auch die Wellen von genau $\frac{\lambda}{2}, \frac{\lambda}{3}$ u. s. w. liegen; man würde zu absolut falschen Resultaten gelangen, wenn zu den Wellenlängen der anderen Ordnungen noch verschiedene Ordnungscorrectionen hinzuzufügen wären. Die Angabe Rowland's[2]), dass er vielfach von einer Linie ausgehend durch verschiedene Ordnungen hindurch dieselbe Endlinie erreicht und dann jedesmal Uebereinstimmung gefunden habe, enthält somit gleichzeitig einen Urtheilsspruch über die „Ordnungscorrection“ von Müller und Kempf.

Auch nach Anbringung dieser Ordnungscorrection weichen die Resultate bei den verschiedenen Gittern noch immer wesentlich von einander ab. So ergiebt sich für die Linie D_1: 5896,46, 5896,14, 5896,33, 5895,97. Die Verfasser wissen keinen genügenden Grund für diese mangelnde Uebereinstimmung anzugeben und verfahren nun so, dass sie durch eine Ausgleichsrechnung eine Correction zur Breite des Gitters ermitteln, durch welche möglichste Uebereinstimmung aller 11 Linien erzielt wird. Mit den so corrigirten Gitterbreiten, die also den thatsächlich gefundenen in keinem Falle entsprechen, werden nun endlich die Wellenlängen berechnet, die jetzt, da ja alle Abweichungen durch Rechnung herauscorrigirt sind, ziemlich gut übereinstimmen. Für die D_1-Linie findet sich z. B. 5896,25, 5896,29, 5896,23, 5896,18. — Die Endmittel der gemessenen Normalen sind: 6563,14, 6400,35, 6122,47, 5896,25, 5624,75, 5455,80, 5172,84, 4957,70, 4703,21, 4415,34, 4071,86. Sämmtliche Zahlen beziehen sich auf 16° C. und Normaldruck.

Relativ zu diesen Linien bestimmten Müller und Kempf nun noch die Wellenlängen von 300 durch das ganze sichtbare Spectrum vertheilter Linien.

---

1) L. Bell, Amer. J. (3) **33**. p. 180 (1897) und ebenda (3) **35**. p. 358 (1888).
2) H. A. Rowland, siehe Astron. & Astrophys. **12**. p. 322 (1893).

615. Kurlbaum[1]) hat zwei sehr viel vollkommnere Gitter zur Verfügung gehabt, beides Metallgitter und zwar das eine von Rowland mit 23701 Furchen auf eine Breite von 41,7 mm, das andere von Rutherfurd mit 29521 Furchen auf 43,4 mm. Die Breite der Gitter wurde ungefähr mit denselben Hülfsmitteln, welche Müller und Kempf gebraucht hatten, auf der Normal-Aichungscommission in Berlin mit aller denkbaren Sorgfalt bestimmt. Wegen der mannigfachen interessanten Details muss ich aber auf das Original verweisen. Zur Winkelmessung diente ein Spectrometer von Schmidt und Hänsch in Berlin, welches nur 10 Secunden direct ablesen liess, also für die Aufgabe nicht ganz genügt haben mag. Es wurde durch Beobachtung der verschiedenen Ablenkung derselben Linie bei verschiedenen Temperaturen der Ausdehnungscoefficient der Gitter mit erheblicher Genauigkeit ermittelt und bei jeder Messung der Einfluss der Temperatur berücksichtigt, welche durch ein am Rücken des Gitters in einem Quecksilbergefäss steckendes Thermometer angegeben wurde.[2]) Die Messungen wurden nach drei verschiedenen Methoden und in verschiedenen Ordnungen ausgeführt, meist nach der zuletzt beschriebenen Methode, bei welcher nur das Gitter gedreht wird. Der Theilkreis wurde nicht auf Fehler untersucht, wohl aber wurden die Messungen an den verschiedensten Stellen desselben wiederholt, so dass man wohl annehmen kann, dass etwaige Fehler sich herausgehoben haben. Kurlbaum giebt von dem Beobachtungsmaterial die Messungen für die Linie D_1. Für das Rutherfurd'sche Gitter liegen die Werthe zwischen 5895,77 und 5895,94, für das Rowland'sche zwischen 5895,85 und 5896,04. Die Mittelwerthe für jedes Gitter haben einen wahrscheinlichen Fehler von 0,01 A. E., — trotzdem weichen die Werthe beider Gitter um 0,12 A. E. von einander ab. Wenn daher auch sowohl die Uebereinstimmung für jedes Gitter, als auch für beide, hier unvergleichlich viel besser ist, als bei Müller und Kempf, so ist doch wieder dasselbe Resultat zu verzeichnen, welches Ångström fand, dass Endresultate von verschiedenen Gittern sehr viel mehr abweichen, als man nach der Genauigkeit aller einzelnen Bestandtheile der Messung erwarten sollte.

Die 13 von Kurlbaum bestimmten Wellenlängen sind für 16° und Normaldruck: 6562,74, 6393,58, 6122,17, 5895,90, 5731,74, 5624,53, 5455,48, 5445,02, 5281,80, 5172,63, 5162,27, 4973,09, 4957,44. Vergleicht man diese Zahlen mit denen von Müller und Kempf, so findet man, dass sie durchweg kleiner sind, etwa um 0,3 A. E., trotzdem beiden Arbeiten dieselben Längennormalen zu Grunde liegen, dieselben Vorsichtsmaassregeln beobachtet wurden, nur die Gitter andere waren, zweifellos aber bei Kurlbaum wesentlich bessere.

1) F. Kurlbaum, Bestimmung der Wellenlänge einiger Fraunhofer'schen Linien. Inaug.-Dissert. Berlin 1887, auch Wied. Ann. **33**. p. 159—193, 381—412 (1888).

2) Dieselbe Methode war zuerst von T. C. Mendenhall [Amer. J. (3) **21**. p 230—232. (1881)] angewandt worden. Er fand für Metallgitter von Rutherfurd als Ausdehnungscoefficient: 0,0000202; Kurlbaum findet: 0,00001878. Für ein Rowland'sches Gitter erhält Kurlbaum 0,00001764; Thalén findet später für ein solches 0,0000184.

616. Das vorzüglichste Gittermaterial wurde bei der dritten gleichzeitigen Arbeit benutzt, welche Bell[1]) ausführte. Er konnte zwei auf Glas getheilte Gitter von Rowland und zwei auf Metall getheilte benutzen. Das erste hatte 12100 Linien auf etwa 30 mm, das zweite 8600 Linien auf dieselbe Breite, das dritte 29000, das vierte 40000 auf dieselbe Breite. Die drei ersten waren auf derselben Maschine, aber in verschiedener Weise getheilt, das vierte auf Rowland's zweiter Maschine; alle vier gehörten zu Rowland's besten Gittern.

Die Messung der Gitterbreite geschah in ausserordentlich sorgfältiger Weise mit Hülfe zweier kleiner Maassstäbe auf Spiegelmetall, welche von Rogers mit verschiedenen Normalen verglichen waren. Einer von diesen Stäben wurde dann nach Berlin gebracht und dort mit demselben Normal verglichen, welches für die Ausmessung der Gitter von Müller und Kempf und von Kurlbaum gebraucht worden war. Dabei fand sich ein anderer Werth der Länge als früher. Nach der Rückkehr nach Amerika wurden sie dort von Neuem gemessen und die Längenänderung zum Theil bestätigt. Spiegelmetall ist also zu Normalmaassstäben nicht brauchbar. Die jetzt übrig bleibende Unsicherheit war indessen kleiner, als die sich für die Wellenlängen ergebende. Für die Glasgitter gebrauchte Bell ein Meyerstein'sches Spectrometer, bei welchem die Secunden geschätzt werden konnten. Die Gitter standen senkrecht zum Fernrohr. Für die Metallgitter wurde die Methode benutzt, bei welcher nur das Gitter gedreht wird; Collimator und Fernrohr konnten daher fest aufgestellt werden; sie hatten Objective von 16,4 cm Oeffnung und etwa 2,5 m Brennweite. Die Gitter waren dabei auf einem Spectrometer von Schmidt und Hänsch aufgestellt, welches Secunden zu schätzen gestattete. Es ergab sich mit diesen Gittern für D_1 bei 20° C. und Normaldruck:

5896,20, 5896,14, 5896,28, 5896,12.

Die in Berlin ermittelte Länge des Maassstabes würde die Werthe um 0,04 erhöhen.

Bell giebt sich indessen mit diesen Werthen und den Differenzen, welche ja bis zu 0,16 A. E. gehen, nicht zufrieden, sondern er „calibrirt" seine Gitter. d. h. er sucht unter dem Microscop die Breite einer Anzahl Linien zu bestimmen, welche bei den kleineren Gittern jedesmal etwa 5 mm, bei den beiden grösseren 1 cm einnehmen. Er findet in der That Unterschiede für diese Breite an verschiedenen Stellen des Gitters und führt danach eine Correction für die gemessene Gitterbreite ein, durch welche die Wellenlängen für die Linie D_1 werden:

5896,18, 5896,23, 5896,15, 5896,17, im Mittel 5896,18 für 20° C. und 760 mm.

617. Es kann wohl kein Zweifel bestehen, dass der Hauptgrund für die

1) L. Bell, On the absolute wave-length of light. Amer. J. (3) **33**. p. 167—182 (1887); Amer. J. (3) **35**. p. 265—282, 347—367 (1888). Auch Phil. Mag. (5) **23**. p. 265—282 (1887); **25**. p. 255—263, 350—372 (1888). Siehe auch Rep. Brit. Ass. 1887. p. 584—585.

so geringe Uebereinstimmung zwischen Resultaten der verschiedenen Beobachter und auch zwischen verschiedenen Gittern derselben Beobachter auf ungenügender Messung der Gitterconstante beruhen, wie das zuerst Kurlbaum hervorgehoben hat und Bell weiter ausführt. Wir messen die ganze Breite des Gitters und dividiren durch die Zahl der Furchen; das kann uns aber den richtigen Werth der Gitterconstante nur ergeben, wenn die Abstände der Furchen alle gleich gross sind. Man könnte nun glauben, dass das Gitter schlechte Spectra geben müsste, wenn dies nicht der Fall ist. Wenn aber nur ein kleiner Theil der Linien grösseren oder kleineren Abstand hat, so ist das nicht richtig. Die fehlerhaften Theile können dann in der That Spectra an anderen Stellen erzeugen, aber diese können so lichtschwach sein, dass wir sie neben den durch die Hauptmasse der Furchen erzeugten stärkeren Spectren nicht sehen. Die Messung der Ablenkung beruht dann ausschliesslich auf den regelmässig liegenden Furchen, während die Gitterconstante auch von den unregelmässigen abhängt. Wie ausserordentlich stark das wirken kann, zeige ein Zahlenbeispiel: nehmen wir an, ein Procent der Furchen habe einen um ein Procent grösseren Abstand als die übrigen; dann würde nach der Theorie von Rayleigh[1]) noch keinerlei Verschlechterung des Spectrums sichtbar sein, während die Gitterconstante um 0,0001 geändert würde, d. h. der Werth der Linie D um etwa 0,6 A. E. Das ist etwa die Differenz, welche Müller und Kempf bei ihren vier Gittern (nach Anbringung der Ordnungscorrection) noch übrig behalten. Die theoretische Berechtigung nicht nur, sondern Nothwendigkeit einer Calibration der Gitter liegt also auf der Hand. Aber ich halte nach allen Beschreibungen über das Aussehen der Gitter unter dem Microscop, und nach dem was ich selbst davon gesehen habe, die Aufgabe nicht für ausführbar ohne grosse Willkür. Eine langsame Aenderung des Abstandes auf grössere Strecken wird man nach der Methode von Bell wohl auffinden können; aber eine solche erkennt man dann auch an focalen Eigenschaften der Gitter und könnte sie danach mittelst der Theorie von Cornu corrigiren. Fehler bei einer oder wenigen Linien aber kann man nicht erhalten, und grade darauf käme es hier an. So lange es nicht möglich ist, bei einem Gitter Furche für Furche zu untersuchen, wird man diese Fehler nicht beseitigen oder richtig in Rechnung setzen können. Das einzige Mittel, welches uns für möglichst genaue Bestimmungen bleibt, ist: möglichst gute Gitter zu nehmen, die in möglichst verschiedener Weise hergestellt sind, und aus ihren Angaben das Mittel zu nehmen. Natürlich hat man dadurch noch lange keine Garantie, dass sich die Fehler wirklich herausheben, aber doch eine Möglichkeit. — Unter diesem Gesichtspunkt erscheinen dann die Messungen von Bell als die bei weitem zuverlässigsten, dann kommen die von Kurlbaum, endlich die von Müller und Kempf.

Bell verwerthet noch eine Messungsreihe von Peirce, deren nähere

---

1) Siehe § 418.

Resultate nicht veröffentlicht waren[1]); er calibrirt auch dessen Gitter und erhält $D_1 = 5896,27$.

618. Zum Schluss seien noch einmal die sich aus diesen drei Untersuchungen ergebenden Werthe für D_1 zusammengestellt:

Beobachter	Gitter von	Material	Furchenzahl	D_1	Temperatur
Müller und Kempf	Wanschaff	Glas	2151	5896,46	16°
"	"	"	5001	5896,14	"
"	"	"	8001	5896,33	"
"	"	"	8001	5895,97	"
Kurlbaum	Rutherfurd	Metall	29521	5895,84	"
"	Rowland	Metall	23701	5895,96	"
Bell	"	Glas	12100	5896,18	20°
"	"	Glas	8600	5896,23	"
"	"	Metall	29000	5896,15	"
"	"	Metall	40000	5896,17	"

Da alle diese Bestimmungen ungefähr mit der gleichen Sorgfalt ausgeführt sind, Fehler keinem der Beobachter nachgewiesen werden können, alle sich auf dieselbe Längennormale beziehen, so scheint mir der einzige berechtigte Schluss daraus zu sein: es ist unmöglich, mit Gittern die Wellenlänge bis auf 0,1 A. E. genau zu bestimmen.

619. Glücklicher Weise besitzen wir durch Michelson eine andere Methode, welche fast die hundertfache Genauigkeit zu geben scheint. Bevor wir diese und andere Methoden besprechen, wollen wir noch einen neuen Versuch von Thalén[2]), das Gitter zu benutzen, erörtern. Thalén lässt die Breite eines Rowland'schen Gitters auf dem Bureau international des poids et mesures zu Breteuil zu Anfang und zu Ende seiner Messungen bestimmen. Es ist auch hier nicht zu zweifeln, dass diese Bestimmungen so exact sind, als es sich überhaupt machen lässt, da sie von Chappuis und von Guillaume ausgeführt wurden. Die Winkelmessungen mit dem Spectrometer von Pistor und Martins in Berlin, welches schon Ångström gebraucht hatte, gehen bis auf 0,1 Secunden. Dem gegenüber ist freilich hervorzuheben, dass die Kreistheilung nicht geprüft wurde, diese Genauigkeit der Ablesung also illusorisch ist. Das Gitter stand senkrecht gegen das Collimatorrohr. Thalén misst 38 Linien, deren Wellenlänge auf 15° reducirt wird, darunter auch die D-Linien; für D_1 findet er 5895,946, oder für 20°, um dies mit den Beobachtungen von Bell vergleichen zu können: 5895,976. Die Differenz gegen die von Rowland angenommene Zahl: 5896,156 beträgt also 0,180 A. E. Aehnliche Differenzen finden sich für alle Wellenlängen zwischen Thalén und Rowland.

Thalén berechnet weiter mit Hülfe dieser Differenzen aus benachbarten Linien die Wellenlängen der drei von Michelson bestimmten Cadmiumlinien nach den Messungen von Rowland, und findet Werthe, die um einige Tausendstel einer A. E. von denen Michelson's abweichen.

---

1) Siehe C. S. Peirce, Amer. J. (3) **18.** p. 51 (1879) und Nat. **24.** p. 262 (1881).

2) R. Thalén, Sur la détermination absolue des longueurs d'onde de quelques raies du spectre solaire. Nov. Act. Ups. (1898) 105 pp.

Es ist nun erstaunlich, dass Thalén den Schluss zieht, seine Messungen seien wirklich so weit richtig, er habe Michelson's Resultate bestätigt, während die Uebereinstimmung eine rein zufällige ist, und sich aus Thalén's Zahlen leicht zeigen lässt, dass er Fehler bis zu 0,09 A. E. hat. Thalén sagt: „Ainsi les longueurs d'onde données par M. Rowland et reduites à 15° sont en général trop grandes d'une quantité d'environ 0,16 à 0,17 A. E. Cette erreur, provenante probablement du point de départ erroné de M. Rowland, doit être regardée constante tout le long du spectre visible. Ce qui prouve que cela doit être regardé comme une lois générale, c'est non seulement la méthode employée par M. Rowland de combiner entre elles toutes ses opérations faites, mais aussi l'étendu de mes mesures qui s'étendent presque tout le long du spectre visible."

Dass Fehler in den Rowland'schen Wellenlängen ausschliesslich von seiner Annahme der D-Linie herkommen, ist nicht nur wahrscheinlich, sondern selbstverständlich, da seine Coincidenzmethode ausschliesslich von dieser Linie ausgeht. Ebenso sicher aber ist, dass, wenn er von einem anderen Werthe der D-Linie ausgeht, die Differenzen nicht constant sein können, sondern der Wellenlänge proportional sein müssen. Die Rowland'sche Methode giebt ja nicht Differenzen zwischen den Linien, sondern Verhältnisse. Da nun die Coincidenzmethode relative Genauigkeiten giebt, welche der absoluten Bestimmung etwa hundert Mal überlegen sind, und Niemand, der mit Rowland's Zahlenmaterial zu arbeiten gehabt hat, daran zweifeln wird, dass bei ihm im Allgemeinen die Hundertstel der A. E. relativ richtig sind, so hätte Thalén, wenn seine Zahlen ebenso richtig sind, Differenzen finden müssen, die den Wellenlängen proportional sind. Seine Wellenlängen liegen zwischen 4783 und 6562, der Mittelwerth ist 5672. Nimmt man dafür die von ihm gefundene Differenz gegen Rowland gleich 0,170, so hätte er z. B. für $\lambda = 6400$ die Differenz finden müssen: 0,192; er hat 0,103, ein Fehler von 0,09 A. E. Dies ist freilich der grösste vorkommende Fehler, aber solche von drei bis fünf Hundertstel A. E. finden sich mehrfach. Die gute Uebereinstimmung mit Michelson rührt also ausschliesslich von den sehr genauen relativen Werthen Rowland's her, und von dem Zufall, dass Thalén's Gitter etwa die gleiche Differenz gegen Rowland giebt, wie die Bestimmung von Michelson.

Dass im übrigen die Messung mit einem Gitter wenig Werth hat, ist oben ausführlich besprochen; dass es ferner verlorene Arbeit ist, viele Linien absolut zu bestimmen, nachdem Rowland durch die Coincidenzmethode so viel genauere relative Bestimmungen ausgeführt hat, ist selbstverständlich. In diesem Fall hat es freilich den Vortheil gebracht, dass wir die Fehlergrenze der Thalén'schen Messungen erkennen konnten. Es wird stets unmöglich bleiben, relative Messungen durch absolute mit dem Gitter controlliren zu wollen, nur das Umgekehrte ist möglich.

Einen Versuch absoluter Bestimmung mit dem Gitter durch Menden-

hall[1]) habe ich mit Stillschweigen übergangen, da er nicht im Stande war, die Gitterconstante selbst zu bestimmen. Er fand übrigens $D_1 = 5894,78$.

620. Die bisher angeführten absoluten Bestimmungen der Wellenlänge sind durchweg für Fraunhofer'sche Linien ausgeführt worden. Nur Bell hebt hervor, dass dadurch ein Fehler eingeführt wird, welcher aber kleiner ist, als die sonstigen Beobachtungsfehler, so dass er ihn unberücksichtigt lässt. Dieser Fehler entsteht aus der relativen Bewegung des Beobachters gegen die Sonne, wodurch nach dem Doppler'schen Princip die Wellenlängen grösser oder kleiner werden. Diese relative Bewegung rührt erstens von der Drehung der Erde um die eigene Axe her, hängt also von der Tageszeit ab, zweitens von der Bewegung der Erde um die Sonne in elliptischer Bahn, wodurch eine Geschwindigkeitscomponente in Richtung des Radiusvectors zu Stande kommt, welche von der Jahreszeit abhängt, 0 ist im Perihelion und Aphelion, ein Maximum im April und October.

Frost[2]) berechnet für einige Linien die Grösse der Verschiebung für Baltimore, und giebt für die Drehung der Erde um die eigene Axe

		C	F	$H\gamma$	K	
Stundenwinkel	90°	0,008	0,006	0,005	0,005	A. E.
„	45°	0,005	0,004	0,004	0,003	A. E.

und für die Bewegung der Erde um die Sonne im Maximum

C	F	$H\gamma$	K	
0,011	0,008	0,007	0,007	A. E.

Der Fehler kann also im ungünstigsten Fall 0,02 A. E. betragen, und diese Genauigkeit ist bei den absoluten Bestimmungen lange nicht erreicht.

Da aber die relativen Bestimmungen der Wellenlängen, wie wir gleich besprechen werden, wesentlich genauer sind und bis auf 0,002 A. E. gebracht werden können, so ist dieser Einfluss zu berücksichtigen, sobald man die Wellenlängen der Linien von irdischen Spectren bestimmt durch Vergleich mit dem Sonnenspectrum. Rowland[3]) hat denn auch in einer seiner letzten Publicationen eine Correctur für die Zeit der Aufnahme angebracht. Aber es ergiebt sich auch daraus, dass überhaupt die Berechnung der relativen Wellenlängen mit Hülfe des Sonnenspectrums nicht zweckmässig ist. Man vergleiche hierzu einen Aufsatz von Jewell.[4])

621. Es sind noch zwei von den bisher besprochenen ganz abweichende Versuche absoluter Wellenlängenbestimmungen zu erwähnen, die im Wesentlichen auf derselben Idee beruhen. Stefan[5]) stellte folgende Betrachtung an:

1) T. C. Mendenhall, The wave-length of some of the principal Fraunhofer lines of the solar spectrum. Mem. of the science departement, Tokio Daigaku. Nr. 8 (1881).

2) E. B. Frost, Corrections to determinations of absolute wave-length. Astrophys. J. **10**. p. 283—285 (1899).

3) H. A. Rowland and C. N. Harrison, Arc-spectrum of Vanadium. Astrophys. J. **7**. p. 273—294 (1898).

4) L. E. Jewell, Spectroscopic Notes. Astrophys. J. **11**. p. 234—240 (1900).

5) J. Stefan, Ueber eine neue Methode, die Längen der Lichtwellen zu messen. Wien. Ber. **53**, II. p. 521—528 (1866).

Lässt man durch eine Quarzplatte, deren Flächen parallel der Axe geschnitten sind, Licht durchgehen, so wird es in den ordinären und extraordinären Strahl gespalten, die gleich lange Wege durchlaufen, aber mit verschiedener Geschwindigkeit, so dass ein Gangunterschied eintritt. Bezeichnen wir die Dicke der Platte mit D, so beträgt derselbe $D(\mu_e - \mu_o)$. Lässt man dann das Licht durch ein Nicol gehen, dessen Hauptschnitt 45° mit der Axe bildet, dann durch ein Prisma, so erscheint das Spectrum von schwarzen Interferenzstreifen durchzogen, die den Wellen entsprechen, für welche der Gangunterschied ein ungrades Vielfaches der halben Wellenlänge ist, also wo $\frac{2D(\mu_e - \mu_o)}{\lambda} = 2n + 1$; von Streif zu Streif wächst n um 1. Für einen zweiten weiter abgelegenen Streifen hat man ebenso: $\frac{2D(\mu'_e - \mu'_o)}{\lambda'} = 2(n + x) + 1$, und dann ist x die Anzahl der Streifen dazwischen, also $x = \frac{D(\mu'_e - \mu'_o)}{\lambda'} - \frac{D(\mu_e - \mu_o)}{\lambda}$. Aus dieser Gleichung kann man λ' berechnen, wenn λ gegeben und die Zahl der Streifen gezählt wird.

Nach derselben Methode kann aber auch λ absolut bestimmt werden, wenn die Dicke der Quarzplatte veränderlich gemacht wird; das kann geschehen, indem man zwei Quarzkeile gegen einander verschiebbar macht. Liegt für die Dicke D' wieder ein Streifen an derselben Stelle, wo bei der Dicke D einer lag, so ist $\frac{2D'(\mu_e - \mu_o)}{\lambda} = 2n - 1$, und sind bei der Verschiebung von der Dicke D zur Dicke D' y Streifen vorbeigewandert, so ist $\frac{2D'(\mu_e - \mu_o)}{\lambda} = 2(n - y) + 1$. Daraus folgt dann: $\lambda = \frac{(D - D')(\mu_e - \mu_o)}{y}$. Statt die Dicke zu ändern, kann man für angenäherte Messung auch die Platte drehen. So verfährt Stefan und findet bei vier Messungen für D 5893, 5882, 5909, 5887. Dann bestimmt er relativ zu dem Mittelwerth durch Zählen der dazwischen liegenden Streifen die Wellenlängen anderer Fraunhofer'scher Linien.

Diese Messung hat natürlich nur wegen der Methode, nicht wegen des Resultates Interesse, denn es ist klar, dass die Fehler ausserordentlich gross werden müssen: die Bestimmung der Dicke zweier solcher Quarzkeile ist nicht annähernd mit genügender Genauigkeit zu machen.

Ganz ähnlich will Macé de Lépinay[1]) verfahren, nur benutzt er Talbot'sche Streifen, die bekanntlich entstehen, wenn die Hälfte der Strahlen z. B. durch eine Quarzplatte gehen. Die Messung der Dicke will er dadurch umgehen, dass er statt dessen das Volumen des benutzten Quarzwürfels durch sein absolutes und specifisches Gewicht bestimmt. In dieser Weise findet

1) J. Macé de Lépinay, Détermination de la valeur absolue de la longueur d'onde de la raie D_2. C. R. **102**. p. 1153—1155 (1886); Ann. chim. et phys. (6) **10**. p. 170—200 (1887); J. de Phys. (2) **5**. p. 411—416 (1886).

Macé de Lépinay für D_2 5891,7 im Vacuum, und meint die Genauigkeit betrage 0,1 bis 0,2 A. E. So schön auch die Methode ausgearbeitet ist, so kann sie doch wohl nicht einmal mit den Gittermethoden concurriren. Es gehen viel zu viel verschiedene Constante in die Berechnung ein: die Brechungsexponenten und der Ausdehnungscoefficient des Quarzes, das Verhältniss des Gramms zum Centimeter.

622. Das einzige zuverlässige Hülfsmittel zur absoluten Bestimmung der Wellenlänge liegt in der Verwendung der Interferenzfransen, und dies Mittel ist in ganz vortrefflicher Weise von Michelson zur Anwendung gebracht worden.[1] Wir haben § 521 besprochen, dass, wenn man bei einem Apparat für Newton'sche Ringe oder bei dem Michelson'schen Interferometer die beiden Gläser von einander entfernt, die Interferenzringe nach innen wandern. Jedesmal hat sich der Abstand der Platten um eine halbe Wellenlänge vermehrt, wenn an dieselbe Stelle des Gesichtsfeldes der nächste dunkle Ring gelangt ist.[2] Es ist klar, dass, wenn man die für eine bestimmte Verschiebung der Platten vorbeigegangenen Ringe zählt und die Verschiebung der Platte mit einem Normalmaassstab messen kann, man eine Vergleichung des Meters mit der Wellenlänge des benutzten Lichtes ausgeführt hat, d. h. dass man letztere absolut bestimmt hat. Theoretisch ist die Aufgabe also sehr einfach, practisch aber ausserordentlich schwierig, da es unmöglich ist, eine grössere Anzahl vorbeiwandernder Ringe richtig zu zählen.

Nachdem Michelson zuerst mit Morley[3] eine versuchsweise Bestimmung ausgeführt hatte, ist er später einer Einladung des Bureau international des poids et mesures nach Breteuil gefolgt und hat dort mit seinen Apparaten das Normalmeter mit den drei Wellenlängen des Cadmium, die sich als möglichst homogen bei seinen früheren Untersuchungen herausgestellt hatten, verglichen. Zu diesen Bestimmungen ist das Interferometer umgeändert worden: nicht nur der Spiegel M_2 (vrgl. Fig. 208, pag. 585) ist auf einem Schlitten aufgestellt und durch eine Schraube sich selbst parallel beweglich gemacht, sondern auch die Weglänge der Strahlen nach dem früher feststehenden Spiegel M_1 ist veränderlich gemacht. Dazu ist M_1 zunächst ersetzt durch einen ebenen um 45° gegen die Strahlen geneigten Silberspiegel, der

1) Eine sehr ausführliche Darstellung der Methode, Apparate und Resultate in Mém. du Bur. internat. des poids et mesures **11**. p. 1—237 (1895). Das Princip der Messung ist dargestellt: A. A. Michelson, Comparaison du mètre international avec la longueur d'onde de la lumière du cadmium. C. R. **116**. p. 790—794 (1893). — Light-waves and their application to metrology. Astron. & Astrophys. **13**. p. 92—104 (1894). — Les méthodes interférentielles en métrologie et l'établissement d'une longueur d'onde comme unité absolue de longueur. J. de Phys. (3) **3**. p. 5—22 (1894).

2) Natürlich unter der vereinfachenden Annahme, das Licht gehe senkrecht durch die Luftplatte.

3) A. A. Michelson and E. W. Morley, On a method of making the wave-length of sodium light the actual and practical standard of length. Amer. J. (3) **34**. p. 427—430 (1887), Phil. Mag. (3) **24**. p. 463—466 (1887). On the feasibility of establishing a light-wave as the ultimate standard of length. Amer. J. (3) **38**. p. 181—186 (1889).

das Licht auf M_1 wirft, während M_1 auf einem zweiten Schlitten aufgestellt ist, der sich durch eine zweite Schraube bewegen lässt, parallel zur Bewegung von M_2. Es ist somit hier die „Referenzebene" beweglich gemacht, während sie in dem alten Apparat fest stand.

Michelson bestimmt das Verhältniss der Länge eines Bronzestabes von 10 cm Länge und von der in Fig. 245 im Princip dargestellten Gestalt mit dem Meter. A und B bedeuten Glasplatten, deren Vorderseite versilbert ist, und welche genau justirt werden können. Um diesen Stab mit dem Normalmeter zu vergleichen, wird er 10 Mal um seine eigene Länge verschoben, indem jedesmal der vordere Spiegel genau an die Stelle des hinteren gebracht wird; dabei wird bei jedem Schritt die absolute Coincidenz der Flächen und die Parallelität der Verschiebung durch die Interferenzfransen im Interfero-

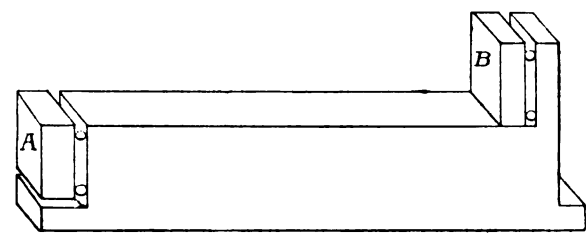


Fig. 245.

meter geprüft. Beim ersten und letzten Schritt wird die Lage einer Marke auf dem verschiebbaren Stabe gegen die End-Marken des Normalmeters mit einem Micrometermicroscop gemessen.

Sehr viel schwieriger ist die Aufgabe, den Maassstab von 10 cm nun mit der Wellenlänge zu vergleichen wegen der ungeheuren Differenz dieser Grössen. Michelson verfährt folgendermaassen: Es werden noch neun Maassstäbe angefertigt, von genau der oben abgebildeten Gestalt, aber jeder folgende halb so lang, als der vorhergehende, so dass der letzte etwa 0,39 mm Abstand zwischen den beiden Spiegeln hat. Für Hin- und Rückgang des Lichtes entspricht dies 0,78 mm, auf welche Strecke von dem Licht der rothen Cadmiumlinie 1212 Wellenlängen kommen plus einem Bruchtheil, der sich direct bestimmen lässt durch Beobachtung der Phasendifferenz zwischen den Interferenzringen, die im Interferometer an dem unteren vorderen und dem oberen hinteren Spiegel entstehen. Wie man sieht, genügt die angenäherte Kenntniss der Wellenlänge, um die ganze Zahl 1212 zu ermitteln, so dass man eben nur den überschüssigen Bruchtheil zu bestimmen hat; doch würde sich die ganze Zahl auch experimentell unschwer feststellen lassen, wie es Michelson und Benoît wirklich gemacht haben. — In ganz derselben Weise benutzt man auch die grüne und die blaue Cadmiumlinie. Michelson hebt hervor, dass man dabei eine Controlle für die Richtigkeit der ermittelten ganzen Zahl erhält: aus den angenähert bekannten Verhältnissen der Wellenlängen der drei Linien kann man die Länge des Stabes in den beiden anderen Wellen ausdrücken, wenn sie

für eine beobachtet ist, und die für die beiden andern Wellen beobachteten Ueberschüsse über die ganzen Zahlen können mit den berechneten nur übereinstimmen, falls die ganze Zahl für die erste Wellenlänge richtig angenommen war. So ergab sich für die rothe Linie die Länge zu 1212,34 und daraus berechnet sich für die grüne und blaue 1534,76 und 1626,13, während die experimentell gefundenen Ueberschüsse waren: 0,76 und 0,13.

Nun wird der kleinste Maassstab mit dem doppelt so langen verglichen. Das geschieht folgendermaassen: Sie werden neben einander in dem Interferometer an die Stelle des Spiegels M_2 (vergl. Fig. 208 p. 585) hingelegt und zwar der kürzere I auf dem verschiebbaren Wagen, der längere II fest. Der Spiegel M_1 des Interferometers wird dann auf seinem Wagen so eingestellt, dass die Referenzebene genau mit dem vorderen Spiegel A des Stabes II coincidirt (siehe Fig. 246). Dann wird auch Stab I so gestellt, dass sein vorderer Spiegel C mit derselben Referenzebene coincidirt, was sich durch

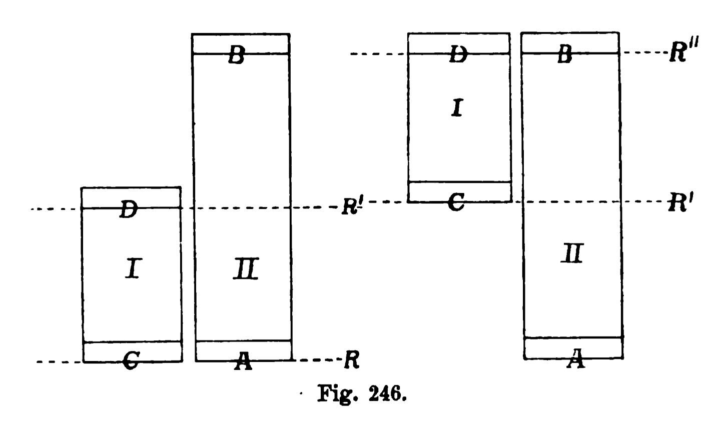


Fig. 246.

Beobachtung der Interferenzringe in weissem Licht machen lässt. — Nun wird der Wagen mit M_1 zurückgeschoben und damit auch die Referenzebene, bis sie mit dem hinteren Spiegel D von I coincidirt, wobei sie sich in der Lage R′ befindet, was sich durch Justirung dieses Spiegels erreichen lässt; man hat dabei also nach dem Früheren um 1212,34 λ verschoben. Es wird dann I auf seinem Wagen zurückgeschoben um seine eigene Länge, bis C wieder mit der Referenzebene R′ zusammenfällt. Jetzt wird wieder die Referenzebene zurückbewegt (siehe zweite Figur 246), bis sie in der Lage R″ mit D coincidirt. Sie wird dann bis auf einen kleinen Betrag E von Wellenlängen auch mit dem hinteren Spiegel B von II coincidiren, und man hat damit gefunden, dass $\text{II} = 2 \times \text{I} + \text{E}$ ist. Es ist nur noch E zu ermitteln; das macht Michelson durch Compensation: die Glasplatte G_2 des Interferometers lässt sich sehr fein messbar drehen vor dem Spiegel B und dadurch der Weg im Glase vermehren, bis optisch B mit der Referenzebene coincidirt; die dazu nöthige Drehung giebt E an. Durch Beobachtung mit den drei verschiedenen Linien des Cadmium lässt sich experimentell der Werth von E controlliren. grade wie bei der Ausmessung von I.

Wenn man nun ganz dasselbe Verfahren zum Uebergang von Stab II auf Stab III anwendet u. s. w., so erhält man schliesslich die Länge des letzten Stabes von 10 cm, der schon in der angegebenen Weise mit dem Normalmeter verglichen worden ist, und hat damit das Ziel erreicht, zu bestimmen, wie viel Wellenlängen der drei Cadmiumlinien gleich der Länge des Normalmeters sind. Dass dabei auch die Temperatur der Stäbe und die Beschaffenheit der Luft, von der die Wellenlänge abhängt, zu berücksichtigen sind, versteht sich von selbst.

Als Resultat der zum Theil mit Benoît ausgeführten Messungen ergiebt sich für 15° C und 760 mm Druck:

für die Rothe Linie 1 m = 1553163,5 λ also λ = 6438,4722 A. E.
„ „ Grüne Linie 1 m = 1900249,7 λ „ λ = 5085,8240 „
„ „ Blaue Linie 1 m = 2083372,1 λ „ λ = 4799,9107 „

Zum Vergleich seien die von Rowland gegebenen Zahlen angeführt:

6438,680, 5086,001, 4800,097.

Ein Urtheil über die erreichte Genauigkeit gestattet die Angabe z. B. der drei von einander unabhängigen Bestimmungen des Meters in rothem Licht, von welchen die beiden ersten von Michelson, die dritte von Benoît ausgeführt wurde: 1 m = 1553162,7 λ, 1553164,3 λ, 1553163,6 λ.

Die Abweichungen vom Mittel betragen also 1:4000000 des Werthes. In den Wellenlängen der drei Cadmiumlinien werden wir also einen Fehler von nur wenigen Tausendstel einer Ångström'schen Einheit erwarten dürfen.

623. Es wäre hier noch zu erwähnen, dass wahrscheinlich mit gleicher Genauigkeit einige Wellenlängen von Fabry und Perot und von Hamy mit Interferenzmethoden relativ gegen die rothe Cadmiumlinie von Michelson gemessen worden sind. Und zwar finden Fabry und Perot[1]):

Hg	4358,343	Erzeugt im Bogen im Vacuum
	5460,7424	
	5769,5984	
	5790,6593	
Zu	4680,138	Erzeugt mit „Trembleur“ im Vacuum
	4722,164	
	4810,535	
	6362,345	
Cu	5105,543	„
	5153,251	
	5218,202	
	5782,090	
	5782,159	

1) A. Perot et Ch. Fabry, Détermination de nouveaux points de repère dans le spectre. C. R. **130**. p. 492—495 (1900). Da die Beschreibung des „trembleur“, zu spät für den Druck an passender Stelle in meine Hände kam, sei hier erwähnt, dass einem festen Metallstück ein an einer electromagnetisch im Schwingen erhaltenen Feder befestigtes gegenüber steht. Durch beide wird ein Strom von 60 Volt geleitet, der jedesmal bei Berührung einen Bogen entzündet. Die Vorrichtung befindet sich in einem Vacuum.

Ag	5209,081 5465,489	„
Na	5889,965 5895,932	Erzeugt in der Flamme
Li	6707,846	

Die Messungen von Hamy[1]) sind

Cd 4662,353
5085,903
5154,661
6325,171

Die Linien sind mit Hamy's Cadmiumlampe erzeugt. 5085 ist eine dreifache Linie; es wurde die wenigst brechbare Componente gemessen. 6325 ist doppelt; gemessen wurde die Hauptcomponente.

624. Durch die Messungen Michelson's wäre die Realisirung eines seit 80 Jahren immer wieder gemachten Vorschlages ermöglicht, als Einheit der Länge die Wellenlänge eines bestimmten Lichtstrahles zu nehmen. Bei der Einführung des Meters hatte man bekanntlich die Absicht, ein von der Natur gegebenes, unveränderliches, jederzeit wieder genau reproducirbares Längenmaass zu erhalten. Das ist aber bei dem Meter durchaus nicht erreicht, da erstlich die Messung des Erdquadranten nicht genau genug ausgeführt werden kann, und da vor allem die Dimensionen der Erde variabel sind. Von der Wellenlänge eines bestimmten Strahles im Vacuum können wir aber wohl Unveränderlichkeit erwarten, da sie von der unveränderlichen Beschaffenheit der Atome abhängt.

Es scheint, dass Lamont[2]) zuerst den Vorschlag machte, die Wellenlänge als Längeneinheit zu nehmen. Aber damals war ihre Bestimmung noch sehr ungenau, Fraunhofer hatte ja höchstens eine Genauigkeit von 1/2000 erreicht, während die Messung eines Meterstabes bis auf 1/1000000 oder noch weiter geht. — Bald darauf macht Babinet[3]) den gleichen Vorschlag. Von anderen, die ihn wiederholen, will ich noch Maxwell[4]) nennen, der die Benutzung einer Wasserstofflinie empfiehlt, und van der Willigen[5]), der eine D-Linie nehmen will. Es ist interessant, dass Willigen schon die richtige

---

1) M. Hamy, Sur la détermination de points de repère dans le spectre. C. R. **130**. p. 489—492 (1900). Sehr auffallend ist der grosse Unterschied für die Linie 5085 gegen Michelson; die Differenz beträgt 0,079 A. E. Die Linie scheint in Hamy's Lampe anders beschaffen zu sein als bei Michelson. Letzterer Annahme würde entsprechen, dass die Linie nach Michelson und Fabry und Perot zweifach ist, nach Hamy dreifach, und er hat dann wohl grade die bei Michelson nicht sichtbar gewesene Linie gemessen.

2) Lamont, Astronomische Abhandlungen, herausgegeben von Schuhmacher, Bd. 2. p. 71 und 99 (1823).

3) J. Babinet, Sur les couleurs des réseaux (1827). Ann. chim. et phys. **40**. p. 166—177 (1829). Siehe p. 176.

4) Cl. Maxwell, Rep. Brit. Ass. 1870, Not. & Abstr. p. 1—9 (1870).

5) V. S. M. van der Willigen, Sur les mesures naturelles. Arch. du Musée Teyler **3**. p. 142—166 (1870).

Methode zur Bestimmung kennt, indem er sagt, man würde am besten Interferenzringe benutzen, vorläufig könne man sich mit Gittermessungen begnügen.

Jetzt würden wegen ihrer Zusammengesetztheit weder die Linien des Natriums noch die des Wasserstoffs genommen werden, sondern am besten wohl die rothe Cadmiumlinie, deren Wellenlänge von Michelson bis auf $^1/_{4000000}$ bestimmt ist; das wird etwa die gleiche Genauigkeitsgrenze sein, die auch bei Messung von Maassstäben zu erreichen ist.

Dass Messungen der Länge und der Längenänderung, z. B. Bestimmung von Ausdehnungscoefficienten oder Biegungen, schon sehr vielfach durch Beobachtung der Interferenzen ausgeführt sind, ist bekannt genug. Die neueren Apparate von Michelson, Fabry und Perot, Hamy gestatten aber im Gegensatz zu den älteren Methoden nicht nur Bruchtheile von Millimetern, sondern auch grössere Längen bis zu Decimetern in dieser Weise zu messen.

ZWEITER ABSCHNITT.

Die relativen Messungen.

625. Nachdem wir so die absoluten Bestimmungen der Wellenlängen, welche sich somit ausschliesslich auf das sichtbare Spectrum beschränkt haben, erörtert haben, wenden wir uns zu den relativen Bestimmungen, und zwar zunächst mittelst Gittern.

Haben wir Plangitter zur Verfügung, so müssen wir dieselben auf ein Spectrometer[1]) setzen und die Ablenkungen für die zu messenden Linien ermitteln; es sind dabei ganz dieselben Methoden anzuwenden, die wir schon für die absoluten Messungen besprochen; nur wird die Bestimmung der Gitterconstante dadurch umgangen, dass man die Wellenlänge irgend einer Linie als bekannt annimmt und aus ihr und der zugehörigen Ablenkung die Gitterconstante ausrechnet. Es ist daraus auch klar, dass man hier keine viel grössere relative Genauigkeit erreichen kann, als bei den absoluten Bestimmungen, d. h. etwa 0,1 A. E.

In anderer Weise lässt sich allerdings grössere Genauigkeit erreichen, wenn auch in sehr unvollkommener Weise wegen der chromatischen Aberration der Linsen: durch die Coincidenzmethode. Die Gittertheorie zeigt, dass an jeder Stelle des Gesichtsfeldes, wo eine Wellenlänge λ in 1ter Ordnung scharf entworfen wird, auch die Wellenlängen $\frac{1}{2}\lambda, \frac{1}{3}\lambda, \ldots \frac{1}{n}\lambda$ der zweiten, dritten, nten Ordnung u. s. w. Bilder haben. Wenn man daher einige Wellenlängen in einer Ordnung sehr genau kennt, so kann man die dicht daneben oder dazwischen liegenden der anderen Ordnungen durch micrometrische Messung der Abstände und lineare Interpolation sehr genau bestimmen. Das wird bei der Benutzung von Linsen nur dadurch erschwert, dass man die Linien verschiedener Farbe nicht gleichzeitig scharf sehen kann.

1) Die Justirung des Spectrometers ist im Kapitel III, § 332 besprochen.

Von Ångström[1]) ist diese Methode wohl zuerst angewandt worden, dann hat sie Draper[2]) in recht merkwürdiger Art benutzt, um aus der Coincidenz von sichtbaren nicht photographirbaren Linien mit unsichtbaren photographirbaren deren Wellenlänge zu erhalten. Er bringt dazu vor die photographische Platte eine Spitze und sieht, mit welcher sichtbaren Linie etwa des Spectrums erster Ordnung sie coincidirt. Photographirt er nun das Gitterspectrum, so erhält er nun das Spectrum zweiter Ordnung, in welchem die Spitze einen Schatten erzeugt; er kennt dann genau die Wellenlänge, welche an die Stelle dieses Schattens fällt, nämlich die Hälfte der vorher gesehenen Linie. Auch sonst ist die Coincidenz noch oft benutzt, z. B. von Becquerel, Abney, Hasselberg und Anderen.

626. In ihrer wahren Bedeutung zeigt sich aber die Coincidenzmethode erst mit dem Concavgitter, und es ist ein wesentliches Verdienst Rowland's, sie in vollem Umfange zur Anwendung gebracht und dadurch im ganzen Spectrum eine relative Genauigkeit und Uebereinstimmung erreicht zu haben, die früher unmöglich erschien. Es genügt für diese Methode, wenn eine einzige Wellenlänge genau bekannt ist; man kann daraus sowohl den Factor, mit dem die Abstände der Spectrallinien zu multipliciren sind, um die Differenzen ihrer Wellenlängen zu erhalten, ermitteln, als auch die Wellenlängen selbst.[3])

Es werde die Wellenlänge von D_1 als bekannt voraus gesetzt, man will die Wellenlängen eines Spectrums bestimmen: Man photographirt die D-Linie in der ersten, zweiten, dritten, u. s. w. Ordnung, soweit das Gitter es gestattet. Dann erhält man gleichzeitig auf den Platten Linien der anderen Ordnungen, nämlich neben D in der ersten Ordnung: 2948 der zweiten, neben D der zweiten Ordnung: 3931 der dritten, 2948 der vierten, 2358 der fünften u. s. w. Folgende Tabelle zeigt die Coincidenzen, die erhalten werden, wenn man D in den sechs ersten Ordnungen photographirt:

	1. Ordn.	2. Ordn.	3. Ordn.	4. Ordn.	5. Ordn.	6. Ordn.
1. Ordn.	5896	—	—	—	—	—
2. Ordn.	2948	5896	—	—	—	—
3. Ordn.	1965	3931	5896	—	—	—
4. Ordn.	—	2948	4422	5896	—	—
5. Ordn.	—	2358	3538	4717	5896	—
6. Ordn.	—	1965	2948	3931	4913	5896
7. Ordn.	—	—	2527	3369	4211	5054
8. Ordn.	—	—	2211	2948	3685	4422
9. Ordn.	—	—	—	2620	3275	3931

Man misst nun für eine Anzahl von Linien dieser verschiedenen Ordnungen den Abstand von D. Kennt man auch nur ganz angenähert den

1) A. J. Ångström, Recherches sur le spectre solaire, Upsala bei Schultz, Berlin bei Dümmler 1869, siehe p. 24.

2) H. Draper, On diffraction spectrum photography. Amer. J. (3) **6**. p. 401—409 (1873) auch Phil. Mag. (4) **46**. p. 417—425 (1873); Pogg. Ann. **151**. p. 337—350 (1873).

3) Vergl. H. Kayser und C. Runge, Ueber die Spectren der Elemente, III. Abh. Berl. Akad. 1890.

oben erwähnten Factor, — und er lässt sich z. B. bis auf 1% leicht aus der angenähert bekannten Gitterconstante und dem Krümmungsradius ermitteln — so kann man die Wellenlängen all dieser Linien mit derselben Genauigkeit berechnen, also, wenn sie nicht weiter als 50 A. E. von D entfernt liegen, bis auf 0,5 A. E.

Man ist aber sehr bald im Stande, den Factor viel genauer zu erhalten: hat man z. B. aus der Coincidenz der dritten und vierten Ordnung eine Linie bei 4422 und aus der Coincidenz der vierten und fünften Ordnung 4717 ermittelt, die also bis auf je 0,5 A. E. bekannt sind, so photographirt man auf einer Platte das Stück von 4422 bis 4717, misst den Abstand der betreffenden Linien, hat also nun die Strecke von 300 A. E. bis auf 1 A. E. genau, d. h. der Factor ist bis auf $^1/_3$% bekannt. Rechnet man mit ihm von neuem die Linien bei 4422 und 4717 aus den ersten Aufnahmen aus, so bekommt man den Factor bis auf $^1/_9$% genau u. s. w. Man erhält so eine beliebige Menge genau bekannter Wellenlängen; zwischen ihnen kann man nun entweder gradlinig interpoliren, oder man kann einige von ihnen wieder grade so benutzen, wie die Linie D, um Normalen zweiter Ordnung zu ermitteln, bis man schliesslich deren genug hat, die über das ganze Spectrum gleichmässig vertheilt sind.

Die Genauigkeit ist dabei so gross, als es die Messung mit dem betreffenden Gitter zulässt. Bei den grössten Gittern Rowland's mit 110000 Furchen und einem Krümmungsradius von etwa 6,5 m kann man bei der nöthigen Uebung im Messen und bei scharfen Linien in der zweiten Ordnung ganz gut eine Fehlergrenze von 0,002 A. E. als erreichbar betrachten, und mit dieser Genauigkeit wird sich also jede Linie im Spectrum bestimmen lassen. Das wird etwa dieselbe Genauigkeit sein, die Michelson bei der absoluten Bestimmung der Cadmiumlinien erreicht hat.

627. Rowland hat zuerst[1]) eine solche Coincidenzmessung für das Sonnenspectrum durchgeführt, indem er von der Wellenlänge, die Bell mit zwei Glasgittern für D_1 bestimmt hatte, ausging. Nachdem Bell seine Messung mit vier Gittern durchgeführt und inzwischen auch Müller und Kempf und Kurlbaum D_1 bestimmt hatten, nahm Rowland[2]) in folgender Weise ein Mittel:

Gewicht	Beobachter	D_1
1	Ångström nach Thalen .	5895,81
2	Müller und Kempf . . .	5896,25
2	Kurlbaum	5895,90
5	Pierce corrigirt	5896,20
10	Bell	5896,20
	Mittel:	5896,156

1) H. A. Rowland, On the relative wave-length of the lines of the solar spectrum. Amer. J. (3) **33**. p. 182—190 (1887), auch Phil. Mag. (5) **23**. p. 257—265 (1887). Table of standard wave-lengths. Johns Hopkins Univers. Circulars **8**. Nr. 73 (1889), auch Phil. Mag. (5) **27**. p. 479—484 (1889).

2) H. A. Rowland, A new table of standard wave-lengths. Phil. Mag. (5) **36**. p. 49—75 (1893), Astron. & Astrophys. **12**. p. 321—347 (1893).

Ob die Vertheilung der Gewichte berechtigt ist, ob nicht namentlich Kurlbaum gegenüber Müller und Kempf zu schlecht fortkommt, darüber lässt sich streiten; jedenfalls ist der Mittelwerth dadurch ungenau geworden, dass Rowland die Werthe von Ångström, Müller und Kempf und Kurlbaum, die sich auf 16° C. beziehen, vereinigt mit den Werthen von Pierce und Bell, die für 20° gelten. 4 Grad Differenz in der Temperatur der Luft machen aber für die Wellenlänge der D-Linien etwa 0,02 A. E. aus, und wenn man diese Correctur einführt, so würde sich mit den von Rowland gewählten Gewichten als Mittel 5896,161 ergeben.

Indessen kommt sehr wenig auf diesen Werth an: bei allen spectralen Untersuchungen ist ja überhaupt der absolute Werth der Wellenlängen ganz gleichgültig, man könnte für D_1 jede beliebige Zahl conventionell annehmen, wenn nur diese Annahme allgemein ist, und wenn alle übrigen Wellenlängen relativ zu dieser Normalen sehr genau gemessen werden können.

Von diesem Mittelwerth ausgehend hat dann Rowland für etwa 1000 Linien des Bogenspectrums und des Sonnenspectrums die Wellenlängen relativ bestimmt, und die von ihm publicirte Liste bildet seitdem das Fundament aller Spectralmessungen. Er sagt über seine Tabelle: „By the method of coincidences with the concave grating, the wave-lengths of 14 lines throughout the visible spectrum were determined with great accuracy for primary standards. The solar standards were measured from one end to the other many times; and a curve of error drawn to correct to these primary standards.... Often the same line in the ultra-violet had its wave-length determined by two different routes back to two different lines of the visible spectrum. The agreement of these to 0,01 division of Ångström in nearly every case showed the accuracy of the work. Finally the important lines had from 10 to 20 measurements on them, connecting them with theire neighbors and many points in the spectrum, both visible and invisible; and the mean values bound the whole system together so intimately that no changes could be made in any part without changing the whole. This unique way of working has resulted in a table of wave-lengths from 2100 to 7700 whose accuracy might be estimated as follows: Distribute less than 0,01 division of Ångström properly throughout the table as a correction, and it will become perfect within the limits 2400 and 7000."

Die letzte Angabe ist etwas unklar; ich denke, Rowland will damit sagen, dass, wenn man die Abweichungen von den richtigen Werthen sich auf einer Curve aufgetragen denkt, diese Curve eine wellenförmige Gestalt haben würde, die Ordinaten aber nirgends eine Höhe von 0,01 A. E. überschreiten würden. Ich halte diese Genauigkeit nicht für ganz erreicht: bei zahlreichen Messungen, die ich ausgeführt habe, habe ich einige Linien gefunden, die nach meiner Meinung bei Rowland um 0,025 A. E. falsch angegeben sind. Ihre Zahl ist natürlich relativ sehr gering, und sie thun der ungeheuren Bedeutung der Rowland'schen Liste keinen Abbruch. Immerhin wäre es ausser-

ordentlich wünschenswerth, dass dasselbe Werk noch einmal von anderer Seite wiederholt würde; in begrenztem Umfange habe ich es sowohl mit Runge[1]) als auch allein versucht, bin aber daran gescheitert, dass ich nicht geeignete Gitter zur Verfügung hatte: man muss unbedingt Gitter mit etwa 10000 Linien pro inch haben, um die Coincidenzen höherer Ordnungen benutzen zu können; mit Gittern von 20000 Furchen pro inch kommt man nicht aus.

628. Wir haben für die Coincidenzmethode noch einen Einfluss zu erörtern, von dem man ohne Rechnung nicht übersieht, ob er zu berücksichtigen ist, oder nicht: den Einfluss der Temperatur und des Druckes der Luft. Bezeichnen wir die Wellenlängen desselben Strahles in zwei verschiedenen Arten Luft, deren Brechungsexponenten für diese Wellenlänge n_1 und n_2 sind, mit λ_1 und λ_2, so ist bekanntlich $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{n_2}{n_1}$. Der Brechungsexponent hängt aber von Temperatur und Druck in folgender Weise ab: sind bei constantem Druck n_0 und n_t die Exponenten für die Temperatur $t = o$ und $t = t$, so ist: $n_t - 1 = \frac{n_0 - 1}{1 + \alpha t}$, wo α den Ausdehnungscoefficient des Gases bedeutet; sind bei constanter Temperatur n_p und n_{760} die Exponenten für den Druck p und 760 mm, so ist: $n_p - 1 = (n_{760} - 1)\frac{p}{760}$.

Da somit durch Aenderungen des Drucks und der Temperatur die Wellenlängen sich ändern, so entsteht folgende Frage: wenn bei gegebener Beschaffenheit der Luft zwei Strahlen coincidiren, etwa weil ihre Wellenlängen sich wie 1 : 1/2 verhalten, werden dieselben Strahlen auch noch coincidiren bei geänderter Beschaffenheit der Luft, wobei beide Wellenlängen verändert werden? Es zeigt sich glücklicherweise, dass innerhalb der gewöhnlich vorkommenden Schwankungen der Temperatur und des Barometerdruckes die Coincidenz innerhalb der mit den jetzigen Gittern erreichbaren Genauigkeitsgrenze bestehen bleibt.

Ich nehme als Zahlenbeispiel nach den Bestimmungen von Kayser und Runge[2]) die Brechungsexponenten der Luft für $\lambda_1 = 6000$ und $\lambda_2 = 3000$ bei 0° C. und 760 mm zu 1,000290 und 1,000306 an. Dann ergeben sich folgende Tabellen:

Brechungsexponent der Luft bei 760 mm Druck:

Temperatur	0°	15°	20°	25°
λ_1 6000	1,000290	1,000277	1,000272	1,000267
$\lambda_2 = 3000$	1,000306	1,000290	1,000285	1,000280

Brechungsexponent der Luft bei 0° C.

Druck	760 mm	750 mm	740 mm	730 mm
$\lambda_1 = 6000$	1,000290	1,000286	1,000282	1,000279
$\lambda_2 = 3000$	1,000306	1,000302	1,000298	1,000294

1) Siehe Anmerkung 3) auf p. 716.

2) H. Kayser und C. Runge, Die Dispersion der Luft. Abh. d. Berl. Akad. d. Wiss. 1893, auch Wied. Ann. **50**. p. 293—315 (1893).

Wir wollen damit berechnen, wie gross die Wellenlängen zweier Linien werden, die bei 20° C. und 760 mm $\lambda_1 = 6000$ und $\lambda_2 = 3000$ betragen, also genau coincidiren, und zwar erstens, wenn die Temperatur sich ändert:

Temperatur	15°	20°	25°	0°
λ_1	5999,970	6000,000	6000,030	5999,880
λ_2	2999,985	3000,000	3000,015	2999,898
$\frac{\lambda_1}{2}$	2999,985	3000,000	3000,015	2999,940

Man erkennt daraus, dass, wenn die Linien bei 20° C. genau coincidiren, sie auch noch bei 15° und 25° bis auf 0,001 A. E. coincidiren, während z. B. bei 0° schon eine sehr erhebliche Verschiebung eingetreten sein würde.

Ebenso erhalten wir für den Einfluss des Druckes folgende Tabelle:

Druck	760	750	740	730
λ_1	6000,000	6000,024	6000,047	6000,067
λ_2	3000,000	3000,012	3000,023	3000,036
$\frac{\lambda_1}{2}$	3000,000	3000,012	3000,023	3000,033

Auch hier bleibt bis zu einer Aenderung des Barometerstandes von etwa 25 mm nach beiden Seiten die Coincidenz bis auf 0,001 A. E. vollkommen, während bei 730 mm eine Trennung der Linien zwar schon rechnerisch, aber noch nicht experimentell zu constatiren ist.

Innerhalb der gewöhnlich vorkommenden Temperaturen, 15° — 25°, und der gewöhnlichen Barometerschwankungen, 740 — 780 mm, braucht man also bei der Coincidenzmethode Temperatur und Druck nicht zu berücksichtigen.

629. Wegen der ausserordentlichen Wichtigkeit der Rowland'schen Liste von Normal-Wellenlängen, — bildet sie doch jetzt und noch für längere Zeit das Fundament aller Messungen, — will ich wenigstens das Verzeichniss der in Bogenspectren beobachteten Wellenlängen hier reproduciren. Messungen aller im Sonnenspectrum sichtbaren Fraunhofer'schen Linien hat Rowland später[1]) veröffentlicht, und ich kann hier nur darauf verweisen.

λ	Intens.[2])	Elem.	λ	Intens.	Elem.	λ	Intens.	Elem.
2152,912	5	Sr	2275,376	10	Sr	2373,213	—	Al
2165,990	3	Sr	2275,602	20	Ca	2373,771	—	Fe
2208,060	2	Si	2298,246	—	Fe?	2382,122	—	Fe?
2210,939	3	Si	2304,364	20	Ba	2388,710	—	Fe
2211,759	2	Si	2335,267	20	Ba	2395,715	—	Fe?
2216,760	4	Si	2343,571	—	Fe	2398,667	25	Ca
2218,146	2	Si	2348,385	—	Fe	2399,328	—	Fe
2263,508	3	Al	2364,897	—	Fe	2404,971	—	Fe
2269,161	4	Al	2367,144	6	Al	2406,743	—	Fe

1) H. A. Rowland, Preliminary table of solar spectrum wave-lengths. Astrophys. J. 1—5. Die Tabellen sind dann auch als Buch erschienen: H. A. Rowland. A preliminary table of solar spectrum wave-lengths. Chicago Press. 1898. 392 pp. 8°.

2) Es bedeutet 1 die geringste Intensität.

λ	Intens.	Elem.	λ	Intens.	Elem.	λ	Intens.	Elem.
2410,604	—	Fe	2737,405	—	Fe?	3000,976	8	Ca
2435,247	8	Si	2742,485	—	Fe	3001,070	8	Fe
2438,864	3	Si	2750,237	—	Fe	3006,978	15	Ca
2443,460	3	Si	2755,837	—	Fe	3007,260	2	Fe
2447,785	—	Fe?	2756,427	—	Fe	3007,408	1	Fe
2452,219	3	Si	2761,876	—	Fe	3008,255	6	Fe
2457,680	—	Fe?	2762,110	—	Fe	3009,327	7	Ca
2462,743	—	Fe	2767,630	—	Fe	3009,696	4	Fe
2472,974	—	Fe	2772,206	—	Fe	3016,296	—	Fe
2478,661	10	C	2776,798	5	Mg	3017,747	5	Fe
2479,871	—	Fe	2778,340	—	Fe	3019,109	5	Fe
2483,359	—	Fe	2778,384	5	Mg	3019,752	—	Fe
2484,283	—	Fe	2779,935	8	Mg	3020,611	10	Fe
2488,238	—	Fe	2781,521	5	Mg	3020,759	25	Fe
2489,838	—	Fe	2781,945	—	Fe	3021,191	15	Fe
2490,723	—	Fe	2783,077	5	Mg	3024,154	7	Fe
2491,244	—	Fe	2788,201	—	Fe	3025,958	10	Fe
2496,867	15	Bo	2794,911	—	Mn	3027,245	—	Fe
2497,821	20	Bo	2795,632	20	Mg	3037,505	15	Fe
2501,223	—	Fe	2798,369	—	Mn	3044,114	15	Ca
2506,994	10	Si	2801,183	—	Mn	3047,720	20	Fe
2510,934	—	Fe	2802,805	20	Mg	3057,557	10	Fe
2514,417	7	Si	2813,388	5	Fe	3059,200	10	Fe
2516,210	15	Si	2823,389	3	Fe	3061,932	8	Co
2518,188	—	Fe	2825,667	5	Fe	3067,363	10	Fe
2519,297	8	Si	2832,545	4	Fe	3075,339	6	Ti
2522,948	—	Fe	2838,226	3	Fe	3075,849	10	Fe
2524,206	9	Si	2843,744	3	Fe	3077,216	—	Fe
2527,530	—	Fe	2844,085	5	Fe	3078,759	4	Ti
2528,599	10	Si	2851,904	6	Fe	3082,272	20	Al
2535,699	—	Fe	2852,239	100	Mg	3083,849	6	Fe
2536,648	50	Hg	2881,695	15	Si	3088,137	8	Ti
2541,058	—	Fe	2912,275	7	Fe	3092,824	20	Al
2546,068	—	Fe	2929,127	8	Fe	3092,962	4	Al
2549,704	—	Fe	2937,020	10	Fe	3100,064	4	Fe
2568,085	10	Al	2947,993	8	Fe	3100,415	4	Fe(Mn)
2575,198	10	Al	2954,058	7	Fe	3100,779	6	Fe
2576,195	—	Mn	2957,485	5	Fe	3101,673	20	Ni
2584,629	—	Fe?	2965,381	5	Fe	3101,994	10	Ni
2585,963	—	Fe	2966,985	—	Fe	3134,223	10	Ni
2593,810	—	Mn	2967,016	8	Fe	3158,994	—	Ca
2598,460	—	Fe	2970,223	4	Fe	3195,729	3	Ni
2599,494	—	Fe	2973,254	6	Fe	3200,040	10	Ti
2611,965	—	Fe	2973,358	12	Fe	3214,152	5	Fe
2631,125	—	Fe	2981,570	2	Fe	3222,197	6	Fe?
2631,392	5	Si	2983,689	10	Fe	3225,907	8	Fe
2679,148	—	Fe	2987,410	—	Fe	3236,696	10	Ti
2706,684	—	Fe	2987,766	4	Si	3247,671	40	Cu
2719,119	—	Fe	2994,547	8	Fe	3274,090	30	Cu
2720,989	—	Fe	2995,074	7	Ca	3302,504	15	Na
2721,762	5	Ca	2997,130	10	Ca	3303,119	10	Na
2723,668	—	Fe	2999,632	4	Fe	3306,119	10	Fe
2733,673	—	Fe?	2999,767	6	Ca	3306,481	10	Fe

λ	Intens.	Elem.	λ	Intens.	Elem.	λ	Intens.	Elem.
3389,913	2	Fe	3694,351	—	y	4047,373	40	K
3405,255	10	Co	3695,208	5	Fe	4063,755	15	Fe
3406,602	2	Fe	3705,715	7	Fe	4071,903	10	Fe
3406,965	5	Fe	3707,201	5	Fe	4077,876	50	Sr
3427,279	6	Fe	3709,395	10	Fe	4121,476	10	Co
3440,756	15	Fe	3710,442	10	y	4199,257	5	Fe
3441,135	10	Fe	3716,601	4	Fe	4202,187	8	Fe
3444,024	8	Fe	3720,082	40	Fe	4215,688	40	Sr
3466,010	10	Fe	3722,712	8	Fe	4222,396	2	Fe
3475,602	10	Fe	3727,768	6	Fe	4226,898	50	Ca
3476,848	7	Fe	3732,549	5	Fe	4250,300	4	Fe
3490,724	10	Fe	3733,467	6	Fe	4250,949	5	Fe
3497,266	5	Fe	3735,012	40	Fe	4254,494	20	Cr
3497,991	6	Fe	3737,081	4	Ca	4260,647	6	Fe
3513,981	7	Fe	3737,280	25	Fe	4271,920	10	Fe
3519,342	40	Th	3743,506	5	Fe	4274,954	15	Fe
3521,409	5	Fe	3745,708	10	Fe	4283,175	5	Cr
3529,547	20	Th	3746,048	7	Fe	4289,527	4	Ca
3549,147	6	y	3747,082	3	Fe	4289,884	10	Ca
3558,674	9	Fe	3748,410	10	Fe	4299,153	3	Ca
3565,530	10	Fe	3749,633	20	Fe	4302,690	6	Ca
3570,253	20	Fe	3758,380	15	Fe	4305,636	8	Sr
3570,412	10	Fe	3763,939	9	Fe	4306,071	10	Ti
3581,344	30	Fe	3767,342	7	Fe	4307,906	4	Ca
3584,662	6	y	3774,478	6	y?	4308,072	7	Fe
3600,884	10	y (Fe)	3775,869	40	Th	4318,816	4	Ca
3602,065	6	y	3788,029	7	Fe	4325,932	10	Fe
3605,497	10	Cr	3795,148	8	Fe	4352,908	4	Fe
3605,621	5	Fe	3815,984	20	Fe	4369,948	4	Fe
3606,836	4	Fe	3820,566	30	Fe	4376,108	5	Fe
3609,015	15	Fe	3826,024	20	Fe	4383,721	15	Fe
3611,196	7	y	3827,973	8	Fe	4404,928	10	Fe
3612,237	4	Fe	3840,589	7	Fe	4413,181	6	Cd
3617,939	4	Fe	3860,050	10	Fe	4415,298	4	Fe
3618,922	20	Fe	3886,421	15	Fe	4425,616	5	Ca
3621,096	3	y	3905,670	10	Si	4435,133	5	Ca
3621,616	4	Fe	3916,886	3	Fe	4435,856	4	Ca
3622,161	4	Fe	3928,060	10	Fe	4447,912	8	Fe
3623,338	4	Fe	3933,809	75	Ca	4454,949	6	Ca
3628,853	3	y	3941,034	4	Fe, Co	4456,055	3	Ca
3631,616	20	Fe	3944,165	20	Al	4456,791	1	Ca
3633,277	5	y	3949,070	4	Ca	4494,756	—	Fe
3635,615	10	Ti	3957,228	5	Fe, Ca	4511,474	—	In
3638,454	5	Fe	3961,680	30	Al	4513,883	—	In
3639,728	50	Pb	3968,617	70	Ca	4554,212	70	Ba
3640,545	5	Fe	3970,05	—	H	4571,281	3	Mg
3647,995	10	Fe	3973,881	5	Ca	4578,807	3	Ca
3653,639	10	Ti	4030,919	30	Mn	4602,25	50	Li
3680,064	8	Fe	4033,230	25	Mn	4607,506	50	Sr
3683,209	3	Fe	4034,642	20	Mn	4648,833	6	Ni
3683,622	60	Pb	4035,88	7	Mn	4678,339	—	Cd
3684,268	5	Fe	4044,301	50	K	4680,319	—	Zn
3687,609	10	Fe	4045,975	20	Fe	4703,249	5	Mg

λ	Intens.	Elem.	λ	Intens.	Elem.	λ	Intens.	Elem.
4714,598	9	Ni	5172,866	35	Mg	5434,725	5	Fe
4722,339	4	Zn	5183,791	40	Mg	5447,116	7	Fe
4783,607	10	Mn	5189,019	6	Ca	5513,127	5	Ca
4800,097	—	Cd	5193,134	8	Ti	5528,672	10	Mg
4810,725	—	Zn	5210,549	10	Ti	5582,204	6	Ca
4823,715	10	Mn	5260,556	2	Ca	5588,977	10	Ca
4920,676	9	Fe	5262,408	6	Ca	5590,352	5	Ca
4934,237	60	Ba	5264,408	6	Ca	5594,689	7	Ca
4981,893	10	Ti	5265,725	8	Ca	5598,563	3	Fe
4999,668	10	Ti	5266,733	6	Fe	5598,712	7	Ca
5005,634	—	Pb	5269,714	8	Fe	5601,502	5	Ca
5014,412	5	Ti	5270,445	10	Ca	5711,374	schlecht	Mg
5041,867	3	Ca	5349,599	7	Ca	6103,812	20	Li
5086,001	—	Cd	5350,670	75	Th	6438,680	—	Cd
5167,488	20	Mg	5397,319	7	Fe	6708,070	75	Li
5167,664	6	Fe	5405,979	7	Fe			

630. Ich will hier gleich die Besprechung der Methode anschliessen, nach der mit dem Concavgitter Messungen unbekannter Linien ausgeführt werden. Es ist leicht ersichtlich, dass man ausser den unbekannten Linien eine Reihe bekannter im Spectrum haben muss. Man kann zu dem Zweck entweder auf einen Theil der Platte das unbekannte Spectrum photographiren, auf die zweite Hälfte ein bekanntes, oder man kann der Lichtquelle ausser dem zu untersuchenden Stoff noch einen bekannten zusetzen und so beide Spectra gleichzeitig photographiren. Die erste Methode ist durchaus nicht zu empfehlen: die kleinsten Erschütterungen oder Temperaturänderungen des Gitters können die beiden Spectra gegen einander verschieben. Rowland und seine Schüler haben sich dagegen auf die Weise zu schützen gesucht, dass sie auf der Platte drei Spectra photographiren: auf dem ersten Drittel das Vergleichsspectrum, in der Mitte das zu messende, auf dem dritten Stück abermals das Vergleichsspectrum. Stimmen dann die äusseren Streifen genau überein, so kann man annehmen, dass in der Zwischenzeit keine Störung vorgekommen ist, und kann die Platte zur Messung benutzen. Viel besser aber ist die zweite Methode, bei der alle Irrthümer vollkommen ausgeschlossen sind. Photographirt man Bogenspectra, so ist in der Kohle stets so viel Eisen vorhanden, dass eine Menge von Eisenlinien unter allen Umständen auftreten; eventuell kann man noch etwas Eisen in den Bogen bringen. Das Eisenspectrum ist somit das gegebene Normalspectrum für alle Aufnahmen mit dem Bogen.

Von vielen Beobachtern, z. B. Rowland, Hasselberg u. A., wird das Sonnenspectrum als Vergleichsspectrum benutzt. Es sprechen aber viele Gründe gegen diese Wahl. Ein recht trivialer, practisch aber sehr wichtiger Grund ist der, dass man dadurch zu sehr abhängig von der Lage des Beobachtungsraumes und vom Wetter wird. Ferner sind die Linien des Sonnenspectrums weniger scharf, wohl weil die Absorption in verschiedenen Schichten

der Sonnenatmosphäre mit verschiedenem Druck erfolgt. Da die Lage der absorbirenden Dämpfe aber variabel sein kann, kann auch die Lage der Fraunhofer'schen Linien sich ändern, und es ist sehr wohl möglich, dass die Veränderlichkeit mehr beträgt, als die erreichbare Genauigkeit. Endlich muss die relative Bewegung des Beobachtungsortes gegen die Sonne, d. h. Jahres- und Tageszeit berücksichtigt und dafür eine Correction angebracht werden.[1])

Für Funkenspectra kann man ebenso die eine Electrode ein für alle Mal aus Eisen nehmen. Dagegen versagt dies Mittel, wenn es sich um Aufnahme der Spectra von Geissler'schen Röhren handelt. Hier verfährt man so, dass man unmittelbar vor den Spalt einen Eisenfunken bringt, der während der ganzen Expositionszeit, oder auch nur zu Anfang und zu Ende derselben überschlägt. Man erhält dann in der Mitte des zu messenden Spectrums ein kurzes Eisenspectrum. Man muss aber in diesem Falle sehr sorgfältig darauf achten, dass sowohl das Licht des Geisslerrohrs, als das Licht des Funkens das ganze Gitter ausfüllt, wenn man nicht Verschiebungen der beiden Spectra gegen einander haben will. Ist die photographische Platte nicht absolut richtig eingestellt in die Ebene des scharfen Spectralbildes, so liegen die Bilder, die durch verschiedene Theile des Gitters erzeugt werden, neben einander, und wenn somit das Funkenspectrum von einem anderen Theile des Gitters erzeugt wird, als das zu messende, sind sie gegen einander verschoben und man kann ziemlich grobe Fehler in den Wellenlängen erhalten.[2]) Es empfiehlt sich daher auch sehr, nicht das Geisslerrohr direct zu benutzen, sondern eine Linse einzuschalten, welche ein Bild des Rohres auf den Spalt entwirft; man erhält so breitere Strahlenkegel, die das ganze Gitter sicher ausfüllen.

Wenn man mit kleinerer Dispersion arbeitet, ist mitunter das Eisenspectrum zu linienreich. Man hat in solchen Fällen vielfach Legirungen von verschiedenen Metallen, Zn, Pb, Cd, Al und anderen genommen, die so gewählt sind, dass man im ganzen Spectrum eine gleichmässig vertheilte genügende Zahl von Normalen hat. Solche Legirungen[3]) benutzen z. B. Soret, Eder und Valenta, Hartley, Crookes u. A. Mir scheint Eisen immer vorzuziehen, wenn man mit grösserer Dispersion arbeitet, seine Linien sind schärfer, als die dieser anderen Metalle.

Wenn man nun auf irgend eine der besprochenen Weisen eine Spectralaufnahme mit bekannten und unbekannten Linien erzielt hat, so handelt es

---

1) Vergl. § 227 und L. E. Jewell, Spectroscopic Notes. Astrophys. J. **11**. p. 234—240 (1900).

2) Vergl. H. Kayser, Ueber die Spectren des Argon. Berl. Ber. 1896 p. 551—664, siehe p. 4. C. Runge und F. Paschen [Astrophys. J. **3**. p. 6 (1896)] weisen auf den Fehler hin, der bei Krümmung des Spaltes durch Astigmatismus entstehen kann, und benutzen nur ein sehr kurzes Stück des Spaltes.

3) J. L. Soret, C. R. **86**. p. 708—711 (1878); A. Cornu, J. de Phys. (2) **5**. p. 341—354 (1886); W. N. Hartley und W. E. Adeney, Phil. Trans. **175**, I. p. 63—173 (1884); J. M. Eder. Wien. Denkschr. **57** (1890) u. s. w.

sich darum, die Wellenlängen der unbekannten Linien zu finden. Man misst dazu auf der Theilmaschine die Platte; für zwei möglichst an den Enden des gemessenen Stückes gelegene bekannte Linien setzt man die Wellenlängen ein, dividirt ihre Differenz durch den von der Theilmaschine gegebenen Abstand derselben und hat im Quotienten den Factor, mit dem alle Abstände je zweier Linien zu multipliciren sind, um die Differenz ihrer Wellenlängen zu haben. Die Wellenlängen sind ja mit den Abständen durch eine lineare Gleichung verbunden, da das Spectrum ein normales ist. Wenn die gemessenen Stücke nicht mehr als etwa 200 A. E. umfassen, ist bis auf die Tausendstel A. E. die lineare Gleichung gültig (siehe § 441). Nachdem man alle Linien so in Wellenlängen ausgerechnet hat, vergleicht man die im Streif vorhandenen berechneten bekannten Linien mit ihren wahren Werthen. Man findet dabei Abweichungen, die davon herrühren, dass 1. das Spectrum nicht absolut normal ist, 2. dass man bei jeder Linie Messungsfehler macht, 3. dass die Normalen Fehler haben, 4. dass die Schraube der Theilmaschine Fehler hat. Diese Fehler müssen nun fortgeschafft und ausgeglichen werden: man construirt aus den Fehlern aller bekannten Linien als Ordinaten, den Wellenlängen oder Ablesungen an der Schraube als Abscissen eine Curve, entweder durch Zeichnung, und dies scheint mir vorzuziehen wegen der Schnelligkeit und genügenden Genauigkeit, oder durch Rechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate. Diese Curve giebt dann die Correctur, welche an jeder Wellenlänge anzubringen ist, um das gemessene Spectrum mit dem normalen möglichst auszugleichen. Die nach der Ausgleichung übrig bleibenden Fehler der Normalen geben ein Urtheil über die Genauigkeit der ganzen Messung. Bei einer sehr guten Platte sollten diese Fehler 0,01 A. E. nicht überschreiten.

Es ist klar, dass diese Fehlercurve sich desto genauer wird bestimmen lassen, je mehr Normalen man zur Verfügung hat. Leider genügen die Rowland'schen Normalen des Eisens nicht annähernd für diesen Zweck, sie reichen überhaupt nur von den kleinsten Wellen an bis etwa 4500, aber auch in diesem Bereich sind manche grosse Strecken ohne Eisennormalen. Nachdem daher Runge und ich[1]) für unsere Arbeiten das Eisenspectrum mehrfach durchgemessen hatten, aber mit einer Genauigkeit, welche jetzt nicht mehr genügt, habe ich in neuester Zeit eine grosse Zahl von Eisenlinien zwischen 2300 und 4500 bestimmt, die sämmtlich einen mittleren Fehler von höchstens 0,003 A. E. haben, und somit ein vollkommen genügendes Material für die mit Concavgittern erreichbare Genauigkeit bilden. Sie sind auf die Rowland'schen Normalen basirt, diese aber unter sich ausgeglichen, so dass ich meine Zahlen für genauer halte, als die Rowland's. Ich lasse einen Auszug aus meiner Tabelle folgen.

---

1) H. Kayser und C. Runge, Ueber die Spectren der Elemente, Abh. Berliner Akad. 1888 und 1890.

631. Liste von Eisenlinien im Bogenspectrum.

Wellenlänge	Intensität[1])	Wellenlänge	Intensität	Wellenlänge	Intensität	Wellenlänge	Intensität
2327,468	3	2479.872	10r	2631,139	5r	2804.622	5r
2331,384	3	2483.361	20r	2635.899	3r	2807,088	5r
2332.869	3	2483,618	3r	2644,085	3r	2813.391	8r
2338.073	1	2484,280	8r	2647,649	3	2817,612	3
2343.567	3	2488,232	10r	2651,800	2	2823,382	5r
2348.196	2	2489.844	8r	2656,232	3	2825.660	6r
2348,380	2	2490,737	10r	2666.897	3r	2825.803	4r
2354.969	2	2491,249	10r	2673.315	2	2832.543	8r
2359,187	3	2493,331	7r	2679.148	8r	2835,562	4r
2360.079	2	2496.625	4r	2680,544	3	2838.231	3r
2360.373	2			2689,302	8r	2843,742	3r
2364.904	2	2501,228	8r	2690,153	2	2844,083	8r
2366,678	2	2507,991	4r	2692,710	2	2851.910	5r
2368.670	2	2510,927	8r	2699,193	3	2859.007	3
2370.588	2	2518,198	8r			2863.973	3
2373.813	3r	2522.950	20r	2706.672	4r	2867,679	3
2375.273	3	2523,754	4r	2708.663	2	2869.418	5r
2380.840	4	2527.525	10r	2714.503	5	2874.284	5r
2382.114	7r	2529,223	8r	2718.530	4r	2877.414	3
2384.473	3	2533,911	4	2719.121	10r	2883.840	3
2388.711	2	2535.699	6r	2720.997	10r	2890.000	3r
2391.563	2	2537.263	4r	2723,671	8r	2894.617	3
2395,709	5r	2541.064	8r	2725.024	4r	2899.531	3
2399,322	5r	2544.016	4r	2733.678	8r		
		2546.072	10r	2735.566	8r	2901.496	3
2404,519	3	2549,708	8r	2737.407	10r	2907.630	3
2404,969	5r	2556.404	2	2739.639	8r	2912.273	8r
2406,742	5r	2556,963	2	2742.349	5r	2918.144	3
2410.601	5r	2562.619	5	2742,506	10r	2923.409	5
2411,152	4r	2567,001	4	2744,163	8r	2925.479	3
2413.393	4r	2575,445	3	2744.624	4r	2929,119	8r
2424,231	3	2578.012	3	2745,177	5r	2937,030	10r
2431.126	2	2584.623	5r	2746.580	4r	2941,462	8r
2435.234	Si	2585,964	3	2747,080	5r	2944.519	3
2439,834	4r	2588,002	5r	2750.238	10r	2947.996	9r
2440,201	4r	2598,456	5r	2755.834	5r	2948.557	4
2442,658	4r	2599,483	5r	2756,412	4r	2954,061	9r
2447,808	4r	2599.663	4r	2757,413	4r	2957.484	9r
2453,568	2			2761.883	5r	2965.379	7r
2457,686	5r	2606.920	3r	2762.125	5r	2967.019	10r
2462.279	4r	2607.175	3r	2767.621	5r	2970,227	10r
2462.740	10r	2611,963	5r	2772.205	8r	2973.254	8r
2465.244	5r	2613.914	4r	2778.327	6r	2973.366	5r
2468,974	4r	2617.706	4r	2778.946	2	2981.565	7r
2472.436	4r	2618,108	2r	2781.936	3	2983.690	10r
2472,976	10r	2623,627	5r	2788,207	10r	2987.410	4
2474.906	4r	2625.754	5r	2791.989	3	2990.511	4
2478.657	C	2628.383	5r	2797.877	2	2994.551	10r

1) Es bedeutet 1 die geringste Intensität, r, dass die Linie sich sehr leicht selbst umkehrt, u, dass ihre Ränder nicht scharf sind.

Wellenlänge	Intensität	Wellenlänge	Intensität	Wellenlänge	Intensität	Wellenlänge	Intensität
2999,630	8 r	3193,423	8	3445,301	5	3702,180	2
		3199,638	7	3450,484	4	3705,714	4 r
3001,068	10 r			3458,454	3	3709,395	5 r
3007,262	2	3200,595	7	3460,067	4	3720,083	10 r
3007,409	2 r	3205,515	8	3466,006	5 r	3722,710	6 r
3008,254	8 r	3210,953	5	3471,413	3	3727,769	5 r
3009,690	4 r	3214,158	10	3471,497	3	3733,470	5 r
3016,043	3	3219,701	5	3475,600	6 r	3735,016	9 r
3016,305	3	3219,935	5	3476,850	6 r	3737,278	8 r
3017,747	8 r	3222,187	10 r	3483,159	3	3743,510	6 r
3020,619	4 r	3225,905	10 r	3485,490	3	3745,710	7 r
3020,764	10 r	3231,091	8	3490,721	6 r	3748,409	7 r
3021,194	10 r	3234,745	8	3497,989	5 r	3749,634	8 r
3025,960	8 r	3239,564	8			3758,381	8 r
3031,332	4	3244,308	5	3506,650	3	3763,940	8 r
3031,753	4 r	3248,333	5	3508,627	2	3767,339	7 r
3037,505	10 r	3251,357	5	3508,663	2	3776,606	3
3041,753	3	3257,724	3	3513,974	5 r	3778,670	2
3041,860	3	3262,413	2	3521,415	5 r	3788,031	5
3047,719	10 r	3265,746	8	3526,196	4 r	3790,242	5
3053,179	3	3271,129	5	3526,822	4	3795,149	8 r
3057,562	8 r	3280,386	5	3529,960	3	3798,658	6 r
3059,202	10 r	3284,720	3	3540,287	2	3799,822	6 r
3067,363	8 r	3286,884	7	3558,672	5 r		
3068,286	3	3292,721	5	3565,535	8 r	3806,847	3 u
3075,850	6 r			3570,257	8 r	3813,202	5
3080,110	2	3306,106	7	3581,348	7 r	3815,987	8 r
3083,853	5 r	3306,479	7	3585,478	4 r	3820,573	9 r
3091,687	3	3314,868	5	3587,137	4 r	3824,591	6 r
3095,013	2	3317,251	2	3594,767	4 u	3826,028	8 r
3095,384	2	3328,992	5	3599,781	2	3827,967	7 r
		3337,793	4			3834,370	8 r
3100,057	4 r	3342,034	3	3605,619	4	3840,586	7 r
3100,418	4 r	3348,056	4	3606,836	4	3841,194	8 r
3100,778	4 r	3355,355	4	3612,242	2	3850,114	8 r
3112,183	2	3366,917	3	3617,934	5	3856,515	6 r
3116,747	3	3369,675	5	3618,918	8 r	3860,054	10 r
3125,770	3	3378,814	5 r	3622,158	5	3865,670	6 r u
3132,627	5 r	3380,242	4	3630,506	3	3872,640	4 r
3140,503	3 u	3384,113	4	3631,617	6 r	3878,166	6 r
3144,096	3 u	3389,882	2	3632,195	5	3878,722	4
3151,460	3 u	3394,721	3	3640,541	5	3886,426	6 r
3157,157	4	3397,117	3	3647,997	7 r	3887,193	5 r
3160,764	3			3650,429	3	3895,801	5 r
3165,129	3	3402,392	4	3651,615	5	3899,853	5 r
3171,473	3	3406,578	2	3655,625	3		
3175,556	7	3406,938	4	3659,673	5	3903,097	6 r
3178,122	5	3413,275	5	3669,674	5	3906,624	6
3180,339	7	3424,430	5 r	3676,461	3	3909,980	3
3185,015	3	3427,263	4	3680,062	4 r	3913,784	3
3188,947	5	3440,762	9 r	3683,205	3	3920,404	6 r
3191,778	5	3441,138	8 r	3687,609	4 r	3928,073	5 r
3192,921	8	3444,025	7 r	3695,202	3	3941,032	4

Wellenlänge	Intensität	Wellenlänge	Intensität	Wellenlänge	Intensität	Wellenlänge	Intensität
3945,269	2	4068,138	5	4222,387	5	4352,910	5
3948,927	4	4071,901	8 r	4227,606	6	4358,689	3
3956,610	3	4079,999	3	4233,771	7	4367,689	5
3956,823	5	4084,666	5	4236,118	8	4369,954	5
3966,219	3	4096,135	5	4245,423	5	4376,104	6
3969,411	6 r	4098,346	5	4247,604	5	4383,724	8 r
3977,892	6			4250,299	8		4
3984,112	4	4107,646	5	4250,948	8	4391,137	8
3986,330	4	4114,608	4	4260,656	9	4404,923	8
3996,147	3	4118,709	8	4271,333	7	4415,301	6
3998,211	3	4137,156	6	4271,939	10 r	4427,490	5
		4144,033	10 u	4282,567	7	4430,801	6
4007,429	3	4154,662	4	4285,614	4	4442,522	6
4017,303	2	4171,069	4	4291,631	3	4447,907	4
4022,029	5	4175,799	5	4294,290	6 r	4454,572	5
4030,670	3	4181,918	5	4299,420	6 r	4461,838	6
4032,796	2	4187,221	8	4308,072	7 r	4466,737	6
4044,776	2	4191,611	8	4309,542	4	4469,566	6
4045,978	10 r	4199,256	6	4315,255	6	4476,207	5
4055,706	3	4202,195	8	4325,941	8	4484,420	4
4062,605	5	4210,521	5	4337,219	6	4489,929	6
4063,755	10 r	4219,523	5	4346,739	3	4494,755	

632. Exner und Haschek haben zur Auswerthung von photographischen Funkenspectren eine Methode benutzt, die von der in den vorigen Paragraphen beschriebenen wesentlich verschieden ist. Mittelst einer dreitheiligen Spaltblende photographiren sie zu beiden Seiten des zu untersuchenden Spectrums das Eisenspectrum; sie geben aber nicht an, ob das eine Eisenspectrum vor, das andere nach der Hauptexposition aufgenommen wird, oder beide gleichzeitig; nur nach der ersten Methode könnten sie Verschiebungen der Spectra gegen einander wahrnehmen. Ueber die eigentliche Messung schreiben sie[1]) „Zur Ausmessung wurden die Platten mit einem Landschaftsaplanaten von circa 24 cm Aequivalentbrennweite projicirt. Die Schärfe und Vergrösserung war im ganzen Gesichtsfeld eine vollkommen gleichmässige, letztere eine 32fache und so gewählt, dass 0,5 cm des Schirms einer Ångström'schen Einheit entsprechen. Auf dem Schirm befanden sich drei über einander liegende, in halbe Centimeter getheilte Scalen, auf welche das Spectrum so gebracht wurde, dass je ein Streifen von 500 A. E. auf eine der drei Scalen fiel und dieselben Linien des Eisenspectrums oben und unten auf den gleichen Scalentheil zu stehen kamen. Als Standardlinien, auf deren richtig angenommene Wellenlängen wir alle zu messenden bezogen, wählten wir gewöhnlich Rowland'sche Normallinien, oder, wo solche fehlten, sicher erkennbare Linien des Eisenspectrums von Kayser und Runge. Die Auswerthung der unbekannten Wellenlängen ist bei dieser Methode eine sehr einfache und rasche, wobei

1) F. Exner und E. Haschek, Ueber die ultravioletten Funkenspectra der Elemente. Wien. Ber. **104**, II. p. 309—962 (1895), siehe p. 912. — Siehe auch Wien. Ber. **105**, II. p. 524 (1896).

man noch den Vortheil hat, ein grosses Gebiet des Spectrums mit einem Blick übersehen zu können."

Die so erreichbare Genauigkeit soll 0,1 bis 0,2 A. E. betragen. Ich glaube nicht, dass diese Methode sehr empfehlenswert ist. Sie erspart allerdings die sehr bedeutende Arbeit des Messens und Berechnens, aber sie nützt in keiner Weise die Güte der mit Rowland'schen Concavgittern aufgenommenen Spectren aus, die ja bei genügenden Normalen leicht die zehnfache Genauigkeit gestatten. Alle Fehler der Theilung auf dem Schirm, die gewiss nicht unbedeutend sein werden, gehen in alle Messungen ein; eine ungenaue Einstellung des Spectrums auf dem Schirm wird alle Wellenlängen in einem Streifen von 500 A. E. gleichmässig fälschen. Fehler in den Normalen werden nicht genügend ausgeglichen, Verzeichnung durch das Objectiv kann auftreten, — kurz es sind eine Menge von Bedenken gegen die Methode vorhanden.

Verschiebungen des Eisenspectrums gegen das zu messende finden Exner und Haschek später[1]) selbst, und beseitigen den dadurch entstehenden Fehler, indem sie die Eisenlinien in dem zu messenden Spectrum selbst erzeugen dadurch, dass sie der Substanz Eisen beimischen.

633. Nachdem wir so zuerst die wichtigste, weil bei weitem genaueste und bequemste Methode zur relativen Bestimmung von Wellenlängen in der Anwendung des Concavgitters kennen gelernt haben, wollen wir auch die übrigen benutzten Methoden besprechen. Wir wollen dabei unterscheiden, ob es sich um den sichtbaren, ultrarothen oder ultravioletten Theil des Spectrums handelt, weil je nachdem die beobachtenden Instrumente und daher auch die Methoden verschiedene sind. Wir beginnen mit dem sichtbaren Theil.

Wenn es sich um die einfachsten Spectralapparate handelt, bei welchen Collimator, Prisma und Fernrohr fest mit einander verbunden sind, wird die Messung in der Regel mit der Vergleichsscala ausgeführt. Man sieht also auf dem Spectrum eine mit Nummern versehene Theilung liegen, und kann an ihr die bestimmten Spectrallinien entsprechenden Theilstriche ablesen. Die Scala wurde von Kirchhoff und Bunsen so eingestellt, dass die D-Linien auf den Theilstrich 50 fielen, während später Bunsen hierher den Theilstrich 100 brachte. H. W. Vogel[2]) dagegen empfiehlt, die D-Linien mit 0 der Scala zusammenfallen zu lassen und nach Violett hin positiv, nach Roth hin negativ zu zählen. Wie man die Angaben der Scala dann in Wellenlängen umwandelt ist schon im dritten Kapitel besprochen: Man beobachtet eine möglichst grosse Zahl bekannter Linien mit dem Apparat und construirt dann eine Curve, welche die Wellenlänge als Function der Theilung angiebt; aus ihr entnimmt man dann für jede Ablesung einer unbekannten Linie deren Wellenlänge.

1) F. Exner und E. Haschek, Wien. Ber. **106**, II. p. 36 (1897).

2) H. W. Vogel, Practische Spectralanalyse irdischer Stoffe. 2. Aufl., Berlin bei Oppenheim 1889, p. 42.

Natürlich wird man möglichst scharfe, Spectrallinien zur Aichung verwenden, also vornehmlich Linien der Metallfunken.[1])

634. In den ersten Zeiten der spectralanalytischen Messung begnügten sich die Autoren vielfach damit, ihre Ablesungen für neue Linien an einer solchen Scala anzugeben, ohne gleichzeitig auch Angaben für genug oder selbst nur einige bekannte Linien zu machen, indem sie wohl annahmen, die Ablesungen bei verschiedenen Apparaten würden soweit übereinstimmen, dass ihre Zahlen auch für andere verständlich seien. Leider aber war das nicht der Fall, und aus diesem Grunde sind manche ältere Beobachtungen werthlos. Man hat daher früh diesen Uebelstand störend empfunden, und es sind verschiedene Vorschläge aufgetaucht, um ihn zu beseitigen oder weniger fühlbar zu machen. So schlägt Reynolds[2]) vor, die Theilung so einzurichten, dass nicht nur ein Theilstrich mit einer Normale zusammenfällt, sondern zwei, etwa Li mit 0 und Sr mit 100 coincidirt; dann würde natürlich die Lage aller Linien einander viel besser entsprechen. Gottschalk[3]) will die Ablesungen an verschiedenen Apparaten wenigstens einander proportional machen, und meint, das sei zu erreichen, wenn man die Brennweite des Scalenrohres richtig wählt, Prismen aus demselben Glase, aber von etwas verschiedener Grösse des brechenden Winkels etwas dreht, bei Prismen aus verschiedenem Glase aber die brechenden Winkel passend gross macht. Es ist klar, dass auch dies Hülfsmittel sehr unvollkommen ist, und z. B. nicht bewirken könnte, dass man an zwei verschiedenen Apparaten eine Uebereinstimmung von 5 bis 10 A. E. erreicht. Stoney[4]) denkt daher an eine Scala von variabler Theilung; er meint, die Theilung könne vielleicht auf einer Spiralfeder oder auf einem Kautschukband angebracht werden. Miller[5]) dagegen macht das Scalenbild von veränderlicher Grösse, indem er im Scalenrohr zwei Linsen verwendet: die erste entwirft ein Bild der Scala im Brennpunkt der zweiten, die nun parallele Strahlen auf die letzte Prismenfläche sendet. Indem man den Abstand von Scala und erster Linse und entsprechend den beider Linsen verändert, erhält man verschieden grosse Theilung. Einen gleichen Plan befolgt Gramont[6]), der ebenfalls die Grösse des Scalenbildes veränderlich macht und gleichzeitig das Prisma etwas dreht. Dass man durch Rechnung oder graphische Construction die Angaben eines Apparates auf die eines an-

---

1) Beispiele für solche Linien und Curven geben M. Lecoq de Boisbaudran in Spectres lumineux, Paris bei Gauthier-Villars 1874, und W. M. Watts in Index of spectra, Manchester bei Heywood & son 1889.

2) E. J. Reynolds, Note on the numerical nomenclature of spectral lines. Chem. News **8**. p. 59 (1863).

3) F. Gottschalk, Ueber die Möglichkeit, bis zu gewissen Grenzen Uebereinstimmung, resp. Proportionalität unter den Spectralapparaten zu erzielen. Pogg. Ann. **121**. p. 64—100 (1864).

4) G. J. Stoney, On scales of variable length for the eye-pieces of spectroscopes. Rep. Brit. Ass. 1879, p. 292.

5) F. Miller, Eine Verbesserung an Spectralapparaten. Zs. f. Instrkde. **2**. p. 29—30 (1881).

6) A. de Gramont, Sur un spectroscope de laboratoire à dispersion et à échelle réglables. C. R. **128**. p. 1564—1568 (1899).

deren genau reduciren kann, wie es Bunsen[1]) und Steinheil[2]) besprechen, versteht sich von selbst. Endlich wäre zu erwähnen, dass Herschel[3]) findet, dass bei Ablesung an einer in gleiche Theile getheilten Scala die Abstände nahezu proportional seien der vierten Potenz der Schwingungszahlen, so dass man diese direct interpoliren könne.

All das für eine reflectirte Scala gesagte gilt natürlich ganz ebenso, wenn wir auf dem Spectrum das Bild einer Theilung dadurch erzeugen, dass wir an die Stelle des Fadenkreuzes ein durchsichtiges Micrometer bringen.

635. Wenn die Theile des Spectralapparates nicht ein für alle Mal fest gemacht sind, so fehlt in der Regel die reflectirte Scala, dafür haben wir einen getheilten Kreis, an welchem die Stellung des Fernrohrs abzulesen ist, wenn sein Fadenkreuz mit irgend einer Spectrallinie coincidirt. Dann muss dieser Theilkreis geaicht werden, ganz wie im vorigen Falle die Scala. Eine geringe, aber manchmal sehr zweckmässige Modification dieser Methode ist es, wenn man das Fernrohr durch eine feine Micrometerschraube drehbar macht; dann kann man die Ablesungen an dem Theilkreis ersetzen durch die an dem Kopfe der Schraube, und kann sich die kostspielige Kreistheilung ganz sparen. Die Genauigkeit der Ablesung an einer solchen Schraube ist gleichzeitig erheblich grösser. Dies Princip ist namentlich brauchbar, wenn es sich um Differentialmessungen handelt, z. B. um die Aenderung von Brechungsexponenten mit der Temperatur. Pulfrich[4]) hat das kleine Abbe'sche Spectrometer in dieser Weise sehr zweckmässig ausgestaltet.

Genau in gleicher Weise kann natürlich auch ein Ocularmicrometer benutzt werden, indem man die Ablesungen an seinem Kopfe aicht, nur ist dabei meist das Stück des Spectrums, welches man überstreichen kann, ein sehr kleines.

636. Wenn man bei solchen Beobachtungen nicht ein Gitter in der Stellung benutzt, wo es ein normales Spectrum liefert, sondern in irgend einer anderen, oder wenn man ein Prisma hat, so kann man zwischen bekannten Linien nicht linear interpoliren, sondern muss eine complicirtere Gleichung benutzen, deren viele vorgeschlagen sind. Siehe darüber § 325—328.

Ebenso ist darauf zu achten, dass eine Aichung der Scala oder des Theilkreises mit bekannten Linien nur für eine bestimmte Spaltbreite gilt, falls man nicht einen Spalt mit symmetrischer Verbreiterung der Backen anwendet. Da jede Spectrallinie nur ein Bild des Spaltes in der betreffenden Farbe ist, muss das Bild um denselben Bruchtheil breiter werden, wie der Spalt. Die Mitte der Spectrallinie, auf welche man einstellt, wird sich dabei

1) R. Bunsen, Ueber Caesium und Rubidium. Liebigs Ann. d. Chem. u. Pharm. **119**. p. 107—114 (1861).

2) C. A. v. Steinheil, Wie vollständige Uebereinstimmung in den Angaben der Spectralapparate leicht zu erlangen sei. Pogg. Ann. **122**. p. 167—168 (1864).

3) A. S. Herschel, On determination of wave-lengths by measurements with a prismatic scale. Chem. News **27**. p. 175 (1873).

4) Siehe C. Pulfrich, Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Lichtbrechung des Glases. Wied. Ann. **45**. p. 609—665 (1892); J. O. Reed, Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Brechung und Dispersion einiger Krystalle und Gläser. Wied. Ann. **66**. p. 707—744 (1898).

um die Hälfte desselben Betrages verschieben. Dabei kann die Verschiebung natürlich sowohl nach grösseren als nach kleineren Wellenlängen hin stattfinden, je nachdem, welche Spaltbacke verstellt wird und nach welcher Seite die brechende Kante des Prismas gerichtet ist. Oeffnet man die Backe, welche auf der Seite der brechenden Kante liegt, so verschieben sich die Linien nach Roth, sonst nach Violett.

Dass bei engen Liniengruppen, also namentlich Bandenspectren, durch Oeffnung des Spaltes ausserdem noch eine ganz andere Störung eintritt, weil die einzelnen Bilder mehr oder weniger über einander greifen, so dass ein ganz verändertes Aussehen des Spectrums hervorgebracht werden kann, ist schon im § 317 kurz erwähnt und soll auch hier nicht näher erörtert werden, da es im Wesentlichen nur für astrophysicalische Fälle von Wichtigkeit ist.[1]

637. Die besprochene Aichung der Scala, der Kreistheilung oder der Micrometertheilungen ein für alle Mal hat das grosse Bedenken, dass man durch die ungenügende Festigkeit des Apparates und durch die durch Temperaturänderungen hervorgerufene Aenderung der Brechung und Dispersion des Prismas ziemlich erhebliche Fehler machen kann. Es ist wesentlich besser, wenn man einigermaassen genaue Bestimmungen anstrebt, sogar allein zulässig, dass man die Aichung gleichzeitig mit der Messung vornimmt, d. h. dass man zwischen den unbekannten Linien eine Anzahl bekannter misst. Je nach den gerade vorliegenden Verhältnissen wird man die bekannten Linien gleichzeitig in derselben Lichtquelle erzeugen können, oder man wird eine besondere zweite Lichtquelle zu verwenden haben, welche dann abwechselnd mit der ersten zu untersuchenden den Spalt zu beleuchten hat. Der erste Fall wird z. B. immer vorliegen, wenn es sich um ein Funkenspectrum eines Metalles handelt; dann kann man die zweite Electrode aus einem bekannten Metall herstellen und erhält ohne weiteres dessen Linien in dem zu messenden Spectrum. Auch kann man die im Funkenspectrum auftretenden Luftlinien als Normalen benutzen, obschon sie wegen erheblicher Unschärfe zu genauen Messungen wenig geeignet sind. Diese Anordnung ist der anderen wesentlich überlegen: die Lage der Linien kann durch die Stellung der Lichtquelle erheblich beeinflusst werden durch Unvollkommenheit der Linse des Collimators und Fehler des Prismas; man braucht nur das Fadenkreuz auf irgend eine Spectrallinie einzustellen und die Lichtquelle zu bewegen, so wird man die Linie hin und her wandern sehen. Wenn man also zwei Lichtquellen nach einander vor den Spalt bringt, hat man keine Garantie, dass immer dieselbe Wellenlänge derselben Ablesung entspricht. Namentlich, wenn die Lichtquellen nicht das ganze Objectiv mit Licht füllen, können die Fehler erheblich werden. Dieser Fall tritt besonders leicht bei Verwendung des Vergleichsprismas ein, — welches einen etwas modificirten Fall der eben besprochenen Methode bildet, — und

---

1) Eine merkwürdig falsche Darstellung dieser Verhältnisse giebt Scheiner, Spectralanalyse der Gestirne, p. 226. Er behauptet hier unter Anderem, bei Oeffnung des Spaltes werde die Mitte des Bildes immer nach Violett verschoben.

darum ist das Vergleichsprisma für alle Messungen sehr wenig zu empfehlen. Nur wenn man sich überzeugen kann, dass durch die freie Spalthälfte ebenso wie durch die vom Prisma gedeckte das ganze Collimatorobjectiv mit Licht gefüllt wird, oder noch besser, wenn man in beiden Spectren eine Linie gemeinsam hat und sich überzeugt, dass sie coincidirt, kann man das Vergleichsprisma verwenden. Als Vergleichsspectrum wird natürlich sehr viel auch das Sonnenspectrum benutzt, dessen D-Linien dann häufig die Möglichkeit geben, die letztgenannte Controlle auszuüben. — Die einzige zuverlässige Methode aber, welche uns von allen Fehlern und Veränderungen des Apparates frei macht, besteht, wie schon gesagt, darin, dass man die Vergleichslinien in der zu untersuchenden Lichtquelle mit erzeugt.

638. Alle die genannten Methoden beruhen darauf, dass man zu gewissen Punkten im Spectrum, deren Wellenlänge man kennt, die zugehörigen Ablesungen ermittelt, und dann λ als Function dieser Ablesungen graphisch oder rechnerisch darstellt. Diese Punkte werden bei den besprochenen Messmethoden durch bekannte Spectrallinien gegeben. Aber man hat schon sehr frühzeitig auf eine andere Weise sich Punkte mit bekannter Wellenlänge im Spectrum herzustellen gewusst, und diese dann in ganz derselben Art benutzt, nämlich Interferenzstreifen. Gegenüber den Spectrallinien haben sie den grossen Nachtheil, dass sie ungemein unscharf sind, also die Genauigkeit der Einstellung auf ihre dunkelste Stelle mit der auf eine Spectrallinie gar nicht zu vergleichen ist. Nur die neuere Methode von Carvallo ist von diesem Uebelstand frei. Andererseits haben sie den ausserordentlichen Vorzug, dass wir sie an jeder beliebigen Stelle im Spectrum erzeugen können und immer ihre Wellenlänge genau kennen. In solchen Theilen des Spectrums also, wo keine Spectrallinien liegen oder nach ihrer Wellenlänge bestimmt sind, oder in solchen Theilen, wo man mit dem messenden Instrument eine einzelne Spectrallinie nicht erkennen kann, wie im Ultraroth mit dem Bolometer oder der Thermosäule, sind die Interferenzstreifen ausserordentlich wichtig, weil allein brauchbar, um im prismatischen Spectrum ohne Hülfe von Gittern Wellenlängen zu bestimmen. In allen übrigen Fällen aber ist ihre Anwendung durchaus zu verwerfen; sie werden auch in der That kaum mehr gebraucht, während sie in früherer Zeit sehr oft empfohlen worden sind.

639. Man kann die Interferenzstreifen auf sehr verschiedene Arten hervorbringen. Die älteste von Fizeau und Foucault[1]) benutzte Methode besteht darin, dass man das Licht, bevor es in den Spalt tritt, durch eine Krystallplatte gehen lässt, die sich zwischen zwei Nicol'schen Prismen befindet, und deren Hauptschnitt einen Winkel von 45° mit denen der Nicols bildet. Das aus dem ersten Nicol kommende Licht wird in zwei zu einander senkrecht polarisirte gleich starke Bündel beim Durchgang durch die Platte verwandelt, welche einen Gangunterschied besitzen, dessen Grösse von der

1) H. L. Fizeau et L. Foucault. Recherches sur les interférences calorifiques (Académie des sciences, 27 Sept. 1847). Ann. chim. et phys. (5) **15**. p. 363—397 (1878).

Dicke der Platte und den Brechungsexponenten für den ordinären und extraordinären Strahl, also auch von der Wellenlänge abhängt. Von diesen beiden Bündeln lässt das vordere Nicol wieder nur je die Hälfte hindurch, bringt sie aber in gleiche Schwingungsrichtung, so dass sie mit einander interferiren können. Nennen wir die Dicke der Platte D, die Brechungsexponenten μ_o und μ_e, so ist der Gangunterschied $D(\mu_o - \mu_e)$. Sobald dieser Ausdruck gleich einem ungraden Vielfachen der halben Wellenlänge ist, vernichten sich die Strahlen vollständig, und wir erhalten bei Ausbreitung des Lichtes zu einem Spectrum für diese Wellenlänge das Maximum eines dunklen Streifens, während wir maximale Helligkeit im Spectrum haben, wo jener Ausdruck gleich einem ganzen Vielfachen der Wellenlänge ist. Dazwischen nimmt die Dunkelheit langsam ab und zu, d. h. der Intensitätswechsel wird durch eine sinusartige Curve dargestellt. Man misst die Lage der Minima, die also durch die Gleichung gegeben sind: $D(\mu_o - \mu_e) = (2n + 1)\frac{\lambda}{2}$.

Ist die Platte sehr dünn, so liegen die Minima in grossen Abständen, es sind nur wenige im sichtbaren Spectrum vorhanden. Wird die Platte dicker, oder nimmt man für sie ein Material, bei welchem der Unterschied der Brechungsexponenten grösser ist, so rücken die Streifen immer enger an einander. Hat man für einen Streifen seine Ordnungszahl ermittelt, — und dazu gehört, wie man aus der obigen Gleichung sieht, die Kenntniss der Brechungsexponenten, der Dicke der Platte und der Wellenlänge der Stelle des Spectrums, wo der Streifen liegt, — so kennt man die Ordnungszahl aller. da dieselbe von Streif zu Streif um eins wächst. Kennt man andererseits D, die μ und n, so kann man aus der Gleichung die Wellenlänge jeder Spectralstelle angeben, wo ein Streifen liegt. Practisch verfährt man nun so, dass man in einer bekannten Gegend des Spectrums Streifen beobachtet; liegt beispielsweise ein Streif auf den Natriumlinien, und kennt man D und die μ, so ist damit für alle Interferenzminima im ganzen Spectrum die Wellenlänge ermittelt. Wenn man Interferenzstreifen an zwei der Wellenlänge nach bekannten Stellen hat, so kann man natürlich D eliminiren, da dies sich am schwierigsten mit genügender Genauigkeit bestimmen lässt. Es ist schon früher (§ 228) erwähnt, dass man dieselbe Methode, wenn man mit variabler Plattendicke arbeiten kann, auch verwenden kann, λ absolut zu bestimmen. wie es Stefan versucht hat.

In dem besprochenen Sinne sind die Interferenzstreifen im sichtbaren Spectrum zuerst von Broch [1]) verwandt worden, der eine Quarzplatte benutzte. Dasselbe Material nahm Stefan [2]), während Bernard [3]) für eine relative Be-

---

1) O. J. Broch, Om de Fraunhoferske linier i solspectret, saaledes som de vise sig for det unbevaebnede oie. Nyt. Magaz. Naturvid. **6.** p. 50—55 (1851); Pogg. Ann. Egänzbd. **3.** p. 311—315 (1853).

2) J. Stefan, Ueber eine neue Methode, die Längen der Lichtwellen zu messen. Wien. Ber. **53.** II. p. 521—528 (1866). Siehe auch Pogg. Ann. **122.** p. 631—634 (1864).

3) F. Bernard, Mémoire sur la détermination des longueurs d'onde des raies du spectre solaire, au moyen des bandes d'interférence. C. R. **53.** p. 1153—1155 (1864); C. R. **59.** p. 32 (1864).

stimmung der Wellenlängen der wichtigsten Fraunhofer'schen Linien Kalkspath anwandte. Müller[1]) nimmt Gypsplatten, Weinberg[2]) Kalkspath, Macé de Lépinay[3]) wieder Quarz, E. Becquerel[4]) Glimmer.

Eine Modification dieses Verfahrens ist zuerst von Weinhold[5]) eingeführt worden: er lässt das Licht, bevor es in den Spalt tritt, reflectiren an einer sehr dünnen durchsichtigen Platte aus Glimmer. Da sowohl die vordere als auch die hintere Seite der Platte reflectiren, so sind im reflectirten Licht zwei Bündel vorhanden, welche einen Gangunterschied haben, dessen Grösse von der Dicke der Platte, ihrem Brechungsexponent, der Wellenlänge, dem Einfallswinkel des Lichtes abhängt. Nennen wir die Dicke der Platte D, ihren Brechungsexponenten μ, den Einfallswinkel α, so ist der Gangunterschied zwischen den Bündeln: $\frac{2 D \sin \alpha}{\operatorname{tg} \beta}$, wobei $\sin \alpha = \mu \sin \beta$ ist. Dazu kommt noch der Gangunterschied wegen der verschiedenartigen Reflexion der beiden Bündel in Luft und an Luft. Sobald beider Summen ein ungrades Vielfaches der halben Wellenlänge ist, tritt ein Minimum auf. Diese Methode der Herstellung von Interferenzstreifen ist der vorigen deshalb überlegen, weil sie viel lichtstärkere Spectra liefert; es wird hier das ganze Licht benutzt, während bei der ersten Methode nur ein Viertel des einfallenden Lichtes zur Wirkung gelangt, der Rest aber durch die zwei Nicols beseitigt wird.

Dasselbe Verfahren hat dann E. Becquerel[6]) benutzt, später[7]) aber hat er es noch vervollkommnet, indem er eine dünne Luftschicht als reflectirende Platte verwendet. Diese hat den grossen Vorzug, dass sich ihre Dicke und damit die Zahl der im Spectrum liegenden Interferenzstreifen beliebig variiren lässt[8]). Auch Rubens[9]) wendet dies Verfahren an; wir kommen darauf noch zurück.

---

1) J. Müller, Eine Interferenz-Scala für das Spectroscop. Dingl. Polyt. J. **199**. p. 133—145, 268—271 (1871).

2) M. Weinberg, Messung der Wellenlängen des Lichtes mittelst Interferenzstreifen im Beugungsspectrum. Rep. d. Phys. **19**. p. 148—154 (1883).

3) J. Macé de Lépinay, Application des spectres cannelés de Fizeau et Foucault. J. de Phys. (2) **4**. p. 261—271 (1885).

4) E. Becquerel, Sur la détermination des longueurs d'onde des rayons de la partie infrarouge du spectre, au moyen des effets de phosphorescence. C. R. **77**. p. 302—304 (1873).

5) A. Weinhold, Ueber eine vergleichbare Spectralscala. Pogg. Ann. **138**. p. 417—439 (1869).

6) E. Becquerel, siehe 4).

7) E. Becquerel, Sur l'observation de la partie infrarouge du spectre solaire, au moyen des effets de phosphorescence. Ann. chim. et phys. (5) **10**. p. 5—13 (1877).

8) Arons hat bemerkt (Wied. Ann. **24**. p. 669—670, 1885), dass ähnliche Interferenzstreifen manchmal in Spectralapparaten auftreten, wenn die beiden Linsen des achromatischen Objectivs nicht verkittet sind, sondern eine dünne Luftschicht zwischen sich lassen, ebenso wenn solche Luftschichten zwischen den Prismen eines gradsichtigen Prismenkörpers vorhanden sind. Die Streifen verschwinden beim Verkitten der Theile. Wahrscheinlich sind so merkwürdige Beobachtungen von Secchi an Sternspectren zu erklären; siehe C. R. **63**. p. 621—628 (1866).

9) H. Rubens, Ueber die Dispersion ultrarother Strahlen. Wied. Ann. **45**. p. 238—261 (1892).

Bei allen diesen Methoden ist für die Messung die grosse Breite und Unschärfe der Interferenzstreifen sehr ungünstig. Die letztgenannte Methode allein kann man von diesem Fehler befreien, wenn man nach dem Vorgang von Fabry und Perot die Grenzflächen der Luftplatte besser reflectirend macht. (Vergl. § 528.) Das ist durch Edser und Butler geschehen[1]).

Man kann endlich Interferenzstreifen auf die Weise im Spectrum erzeugen, dass man die Hälfte der schon spectral zerlegten Strahlen verzögert durch den Durchgang durch eine durchsichtige Platte. Solche Streifen heissen bekanntlich Talbot'sche Streifen: ist die Dicke der Platte D, ihr Brechungsexponent μ, so ist der Gangunterschied zwischen den beiden interferirenden Strahlenbündeln $D(\mu-1)$, und wir haben im Spectrum wieder Minima der Intensität für die Wellenlängen, für welche dieser Ausdruck ein ungrades Vielfaches der halben Wellenlänge ist. Die Talbot'schen Streifen hat zuerst wohl Esselbach[2]) angewandt, um aus den sichtbaren Wellenlängen die ultravioletten zu bestimmen. Später hat wieder Macé de Lépinay[3]) sie benutzt.

Die Interferenzstreifen sind im Allgemeinen nur für specielle Arbeiten bei denen es sich um Bestimmung der Wellenlängen einiger Normalen handelte. im sichtbaren Theil des Spectrums verwerthet worden, nur selten als dauernder Ersatz etwa der reflectirten Scala vorgeschlagen worden. Das ist aber z. B. geschehen für die kleinen Microspectroscope. — Endlich wäre zu erwähnen, dass Merz[4]) zur Bestimmung von Wellenlängen im Microspectroscop die Einschaltung eines Didymglases in den Strahlengang und die Verwerthung der dabei entstehenden Absorptionsstreifen des Didym vorgeschlagen hat, eine Methode die sich aber selbstverständlich nicht eingebürgert hat, da sie wesentlich schlechter wäre, als die der Interferenzstreifen.

640. Wir wenden uns nun zur Bestimmung von Wellenlängen im ultravioletten Theil des Spectrums. Es sind hier drei Methoden möglich:

1. Da man unter den nöthigen Vorsichtsmaassregeln ziemlich weit ins Ultraviolett hineinsehen kann, kann man direct mit dem Auge beobachten. Diese Methode ist nur von Esselbach benutzt, wir wollen sie gleich kurz besprechen.

2. Man benutzt das fluorescirende Ocular von Soret, und verwandelt dadurch die unsichtbaren Linien in sichtbare, dann haben wir die schon besprochenen Methoden.

3. Man benutzt die chemische Wirkung der kurzwelligen Strahlen. man

---

1) E. Edser and C. P. Butler, A simple method of reducing prismatic spectra. Phil. Mag. (5) **46**. p. 207—216 (1898).

2) E. Esselbach, Eine Wellenlängenmessung im Spectrum jenseits des Violetts. Pogg. Ann. **98**. p. 513—546 (1856).

3) J. Macé de Lépinay, Méthode optique pour la mesure absolue des petites longueurs. C. R. **100**. p. 1377—1379 (1885); J. de phys. (2) **5**. p. 405—411 (1886); Ann. chim. et phys. (6) **10**. p. 68—85 (1887).

4) S. Merz, Spectralapparat für Microscope. Rep. phys. Techn. **5**. p. 390 (1869).

photographirt das Spectrum. Diese Methode ist die bei weitem fruchtbarste und wird heute wohl ausschliesslich verwandt.

Die ersten Bestimmungen der Wellenlängen einiger ultravioletter Sonnenlinien stammen von Esselbach[1]) her, der die Beobachtungen nach der Methode von Helmholtz[2]) mit dem Auge ausgeführt hat. Diese Methode besteht darin, dass man durch zweimalige Dispersion ein sehr reines Spectrum herstellt; man ist dann im Stande, weit ins Ultraviolett hinein zu sehen. Es wird dazu mit einem Prisma und Linse aus Quarz ein unreines Spectrum auf einem Schirm entworfen. In diesem befindet sich ein ziemlich enger Spalt, welcher ein kleines Stück des Spectrums herausschneidet, welches durch ein zweites Prisma und Linse in ein sehr reines Spectrum verwandelt wird. Bildet diese zweite Linse das Objectiv eines Goniometerfernrohrs, so kann man nach den gewöhnlichen Methoden die Brechungsexponenten des Prismas für die gesehenen Linien ermitteln. — Diese Bestimmung führt Esselbach zuerst aus, erreicht aber nur geringe Genauigkeit.

Um die Wellenlängen derselben Linien zu erhalten, benutzt er, wie schon früher bemerkt, Talbot'sche Streifen: hält man eine dünne Platte zwischen Auge und Fernrohr, so dass die Hälfte der Pupille von ihr gedeckt ist, so entstehen diese Streifen. Zwischen zwei Wellenlängen des Spectrums, λ und λ_1, liegen m schwarze Banden, deren Zahl durch die Gleichung gegeben ist: $m = a\left(\frac{\mu_1 - 1}{\lambda_1} - \frac{\mu - 1}{\lambda}\right)$, wo a die Dicke der Platte und μ und μ_1 die Brechungsexponenten für λ und λ_1 sind. Ist daher a, λ, μ, μ_1 bekannt, so ergiebt sich durch Zählen von m auch λ_1. Ebenso kann man a ermitteln, wenn man die Zahl m der Streifen zwischen zwei bekannten Spectrallinien zählt. — Indem nun Esselbach die Wellenlängen für C und H Fraunhofer entnimmt, bestimmt er a für seine Quarzplatte, dann aus dieser Grösse, den vorher gemessenen Brechungsexponenten und aus der Zahl der Talbot'schen Streifen zwischen B und den verschiedenen ultravioletten Linien die Wellenlängen derselben.

641. Mascart[3]) hat zuerst auf photographischem Wege mit Gittern von Nobert ultraviolette Wellenlängen gemessen. Er benutzt dazu ein gewöhnliches Spectrometer, bei welchem er das Ocular entfernt und dafür eine sehr kleine photographische Platte einschiebt, so dass sie unmittelbar hinter dem Fadenkreuz liegt, dessen einer Faden nahezu parallel den Fraunhofer'schen Linien ist. Auf jeder Photographie erzeugt dann das Fadenkreuz einen Schatten und markirt so die Mitte des Bildes, d. h. die Stelle des Spectrums,

1) E. Esselbach, Eine Wellenlängenmessung im Spectrum jenseits des Violetts. Pogg. Ann. **98**. p. 513—546 (1856).

2) H. Helmholtz, Ueber die Empfindlichkeit der menschlichen Netzhaut für die brechbarsten Strahlen des Sonnenlichts. Pogg. Ann. **94**. p. 205—211 (1855).

3) E. Mascart, Recherches sur le spectre solaire ultra-violet, et sur la détermination des longueurs d'onde. Ann. éc. norm. **1**. p. 219—262 (1864). Siehe auch C. R. **57**. p. 789—791 (1863); C. R. **58**. p. 1111—1114 (1864).

welche zu der am Theilkreis abgelesenen Stellung des photographischen Fernrohrs gehört. Mascart wendet die Methode des Minimums der Ablenkung an. Es treten dabei verschiedene Schwierigkeiten auf, die durch die Unvollkommenheit des Gitters hervorgebracht sind: verschiedener Abstand der Spectra auf beiden Seiten, mehrere Spectra in verschiedenem Abstande, u. s. w Für D findet Mascart Werthe zwischen 5902 und 5915, verzichtet daher auf absolute Bestimmungen, sondern geht von 5888 für D aus. — Diese Messungen sind natürlich nur von geringer Genauigkeit.

In einer zweiten Abhandlung[1]) führt Mascart mit mehreren Gittern Bestimmungen in derselben Weise durch, man kann aber nicht sagen, dass er mehr erreicht. Das Wichtigste in dieser Arbeit ist die Messung der Wellenlängen einer Anzahl von Linien des Cadmium-Funkenspectrums, die bis zur Wellenlänge 2217 hinuntergehen. Diese Angaben haben für längere Zeit als Normale für das über die Grénze des Sonnenspectrums hinausgehende kurzwellige Gebiet gedient, und daher seien sie hier trotz ihrer geringen Genauigkeit reproducirt:

Cd 1 6437,0	Cd 5 4798,6	Cd 9 3607,5	Cd 17 2743,4	Cd 25 2217,1
Cd 2 5377,1	Cd 6 4676,5	Cd 10 3464,5	Cd 18 2574,2	
Cd 3 5336,3	Cd 7 4414,5	Cd 11 3403,0	Cd 23 2318,3	
Cd 4 5084,4	Cd 8 3985,6	Cd 12 3287,5	Cd 24 2265,6	

642. Einen wesentlichen Fortschritt in der Methode führt Cornu[2]) in zwei mit gewohnter Umsicht durchgeführten Untersuchungen über das ultraviolette Sonnenspectrum und das Eisenspectrum ein. Er benutzt Gitter, die von Brunner und Nobert auf Glas getheilt sind. In der ersten Abhandlung wird ein gewöhnliches Spectrometer mit Glaslinsen verwandt und daher nur die Wellenlänge 3370 erreicht, in der zweiten aber achromatische Linsen aus Quarz und Flussspath, welche im Sonnenspectrum das Ende, beim Eisen die Wellenlänge 2750 erreichen lassen. Hier werden die Glasgitter in Reflexion benutzt, da sich Gitter auf Quarz getheilt als ungenügend erweisen.

Zur Bestimmung der Wellenlängen führt Cornu zwei neue Methoden ein: Das Gitter steht senkrecht zum Collimator, das Fernrohr trägt an Stelle des Oculars eine kleine photographische Cassette, die Gitterconstante ist aus Beobachtungen im sichtbaren Theil mit Hülfe der Ångström'schen Zahlen gewonnen. Ist nun etwa eine Aufnahme in erster Ordnung gemacht, so braucht man nur noch den Winkel zu bestimmen, um welchen eine bestimmte Linie von dem directen Spaltbild abgelenkt ist, um die Wellenlänge zu kennen. Dazu wird erstlich die Stellung des Fernrohrs bei der Aufnahme am Theilkreis abgelesen. Dann wird dasselbe so gedreht, dass es um 20′ nach rechts

1) E. Mascart, Recherches sur la détermination des longueurs d'onde. Ann. éc. norm. **4**. p. 7—31 (1866).

2) A. Cornu, Sur le spectre normale du soleil, partie ultra-violette. Ann. éc. norm. (2) **3**. p. 421—434 (1874), ibid. (2) **9**. p. 21—106 (1880). — Vergl. auch die spätere Arbeit: Sur le spectre ultra-violet de l'Hydrogène. J. de Phys. (2) **5**. p. 341—354 (1886).

von der Stellung abweicht, bei welcher das directe Bild mit dem Fadenkreuz zusammenfallen würde, und eine Aufnahme dieses directen Bildes auf dieselbe Platte gemacht; endlich wird das Fernrohr um 20′ nach links von der Normalstellung gedreht und eine dritte Aufnahme gemacht. Man hat dann auf der Platte das Spectrum und auf beiden Seiten je eine Linie, deren Winkelabstand genau bekannt ist. Da dieser Abstand klein ist, kann man zwischen den beiden Linien linear interpoliren. Der Halbirungspunkt zwischen beiden Linien entspricht der Stellung des Fadenkreuzes bei der Spectralaufnahme, und die zu diesem Punkte gehörige Winkelablenkung ist gegeben durch die Differenz der Ablesung bei der ersten Aufnahme und der Ablesung bei Einstellung auf das directe Spaltbild. Die Wellenlänge dieses Punktes ist also bekannt. Die Wellenlängen der Spectrallinien ergeben sich dann aus ihrem Abstand von diesem mittelsten Punkte, da man eben die ihnen entsprechende Winkelablenkung aus dem Abstand erhält.

Diese Methode setzt voraus, dass man sowohl das Spectrum als auch das monochromatische Spaltbild scharf erhält, ohne an dem Fernrohr zu verstellen, d. h. sie setzt möglichst achromatische Linsen voraus. Das ist nicht mehr der Fall bei der zweiten Methode: hier wird das Fernrohr zuerst in das Spectrum erster Ordnung auf der rechten Seite gebracht, der Drehungswinkel gegen die Normalstellung abgelesen, und nun eine Aufnahme etwa durch die obere Spalthälfte gemacht. Dann wird das Fernrohr auf das erste Spectrum links unter genau derselben Winkeldrehung gegen die Normalstellung gerichtet und eine zweite Aufnahme mit der unteren Spalthälfte gemacht. Man erhält so auf der Platte zwei sich berührende identische Spectra, deren Richtung von langen zu kurzen Wellenlängen aber entgegengesetzt ist. In der Mitte der Platte findet sich irgendwo eine Spectrallinie, welche in beiden Spectren coincidirt, und für diese Stelle der Platte gilt als Ablenkungswinkel die Hälfte der gesammten Drehung des Fernrohrs. Ueber die Art der Berechnung vergleiche man die Originale, namentlich die zweite, wegen ihres reichen Inhalts schon viel citirte Abhandlung von 1880.

Nach derselben Methode hat dann Cornu[1]) auch noch die Wellenlängen der äussersten Linien von Zink, Cadmium und Aluminium ermittelt, wobei er bis an die in Luft überhaupt erreichbare Grenze von 1850 A. E. kommt.

643. Als eine Modification der Cornu'schen Methode ist die von Liveing und Dewar[2]) angewandte zu bezeichnen. Sie haben ein Metallgitter von Rutherfurd zur Verfügung und ein Spectrometer mit einfachen Quarzlinsen. Statt des Oculars ist ein Rohr eingeschoben, welches eine kleine Cassette trägt und gestattet, die photographische Platte in ihrer Ebene zu drehen, so dass

1) A. Cornu, Détermination des longueurs d'onde des radiations très réfrangibles du magnésium, du cadmium, du zink et de l'aluminium. Arch. sc. phys. et nat. (3) **2.** p. 119—126 (1879), auch J. de Phys. **10.** p. 425—431 (1881).

2) G. D. Liveing and J. Dewar, On the ultra-violet spectra of the elements. Phil. Trans. **174**, I. p. 187—222 (1883).

oben und unten vertauscht wird. Es wird die vierte Ordnung zum Photographiren benutzt; die darauf fallenden Theile der Spectra anderer Ordnungen sind wegen der nicht achromatischen Linsen so unscharf, dass sie nicht sichtbar werden, sondern nur einen schwachen Schleier erzeugen.

Die Stellung des Fernrohrs zum Theilkreis, wenn es auf das directe Bild gerichtet ist, ist bekannt. Es wird auf den zu photographirenden Theil gerichtet und etwa durch die obere Spalthälfte eine Aufnahme gemacht, dann die Platte in ihrer Ebene um 180° gedreht und wieder eine Aufnahme gemacht. Man hat dann ganz wie bei Cornu zwei in entgegengesetzter Richtung verlaufende Spectren über einander, und die in beiden coincidirende Stelle entspricht der Axe des Fernrohrs, dessen Richtung am Theilkreis abgelesen wird. Für diesen Axenpunkt ist somit die Ablenkung und daher die Wellenlänge bekannt; für die benachbarten Linien des Spectrums lässt sich aus dem Abstand vom mittleren Punkte und aus der Brennweite der Linse die Winkelabweichung gegen den mittleren Strahl und somit auch die Wellenlänge berechnen. Zur Controlle wird auch noch eine gleiche Aufnahme auf der anderen Seite vom directen Bilde gemacht. Liveing und Dewar bestimmen auf diese Weise eine grosse Anzahl von Linien des Bogenspectrums von Eisen zwischen den Grenzen 2947 und 2327. Für noch kürzere Wellen bis 2136 wird das Funkenspectrum des Kupfers verwandt. In anderen Abhandlungen[1]) haben Liveing und Dewar Linien von Kohle, Silicium, Cadmium, Nickel und Cobalt in derselben Weise gemessen, zum Theil mit Gittern von Rowland; in allen Fällen bestimmen sie die Gitterconstante aus Messungen im sichtbaren Theil und aus den Angaben von Ångström.

Hartley und Adeney[2]) haben zwischen den Grenzen 4500 und 2150 die Wellenlängen der Linien einer grossen Anzahl von Elementen im Funkenspectrum mit einem Gitter von Rutherfurd bestimmt. Sie benutzen die erste Methode von Cornu, welche nur dadurch modificirt wird, dass nicht nur zwei Aufnahmen des directen Bildes an beiden Enden der Platte gemacht werden, sondern eine grössere Anzahl derselben über die ganze Platte vertheilt wird. Sie können dadurch, obgleich sie viel grössere Theile des Spectrums auf einer Platte photographiren, doch die Winkelablenkungen für alle Linien mit genügender Genauigkeit berechnen.

Zum Schluss dieser Angaben sei noch einmal hervorgehoben, dass heute niemand mehr daran denken wird, auf irgend einem dieser Wege exacte Bestimmungen relativer Wellenlängen zu versuchen, sondern dass man ausschliesslich die Coincidenzmethode mit dem Concavgitter zu verwenden hat.

644. Wir wenden uns endlich zur Bestimmung von Wellenlängen im Ultraroth. Es ist früher ausführlich besprochen, dass vornehmlich drei ver-

1) G. D. Liveing and J. Dewar, On the spectrum of carbon. Proc. Roy. Soc. **33**. p. 403—410 (1882). On the ultra-violet spectra of elements. Phil. Trans. **179** A, p. 231—255 (1888).

2) W. N. Hartley and W. E. Adeney, Measurements of the wave-lengths of lines of high refrangibility in the spectra of elementary substances. Phil. Trans. **175**, I. p. 63—137 (1884).

schiedene Wirkungen der ultrarothen Strahlen zu ihrer Erkennung gebraucht werden, nämlich

1) die photographische Wirkung auf besonders präparirte Platten. Diese Eigenschaft ist nur von Abney verwandt worden, um einen Theil des Sonnenspectrums fest zu legen unter Benutzung von Gittern. Da diese Arbeiten im § 545 ausführlich besprochen sind, brauchen wir hier nicht darauf zurück zu kommen.

2) die Fähigkeit, Phosphorescenz zu vernichten. Nur E. Becquerel und H. Becquerel haben nach dieser Methode gearbeitet.

3) die Wärmewirkung der ultrarothen Strahlen, durch welche sie von Herschel entdeckt wurden, und welche in den Händen von Foucault und Fizeau[1]) auch zu einer ersten Bestimmung von Wellenlängen führte. Während diese Forscher noch mit einem empfindlichen Thermometer arbeiteten, wurde bald die viel bessere lineare Thermosäule eingeführt, und wir haben hier namentlich die Arbeiten von Mouton und Carvallo zu besprechen. Endlich ist das Bolometer als Messinstrument gebraucht worden, vor allem sind die Messungen von Langley, Rubens, Paschen hier näher zu erörtern.

645. E. Becquerel[2]) hat für die Messung im Ultraroth die § 639 besprochene Methode benutzt, indem er ein dünnes Glimmerblättchen als Heliostatspiegel verwandte. Die an seiner Vorder- und Rückseite reflectirten Strahlen haben einen Gangunterschied, in Folge dessen das Spectrum von einer grossen Anzahl Interferenzstreifen durchzogen erscheint. Für die Licht-Maxima und Minima lässt sich die Wellenlänge ermitteln. Lässt man ein so verändertes Sonnenspectrum auf eine phosphorescirende Platte fallen, so wird das Leuchten überall bestehen bleiben, wo eine Fraunhofer'sche Linie oder eine dunkle Bande liegt, und man kann durch Zählen der Banden zwischen einer zu messenden Spectrallinie und einer der Wellenlänge nach bekannten, z. B. A, die Wellenlänge der ersteren ermitteln. Die Methode ist ziemlich roh, und gestattet nur grössere Gruppen von Fraunhofer'schen Linien zu sehen. Immerhin fand Becquerel einige solche; die grösste gemessene Wellenlänge war die einer A^{IV} genannten Bande, welche von 1310 $\mu\mu$ bis 1220 $\mu\mu$ reichen sollte. Später ersetzte Becquerel[3]) wie auch schon erwähnt (§ 639) die Glimmerplatte mit Vortheil durch eine dünne Luftschicht. Als dispergirenden Apparat benutzte er ein Prisma aus Schwefelkohlenstoff, Linsen aus Glas.

---

1) H. L. Fizeau et L. Foucault, Recherches sur les interférences calorifiques (1874). Ann. chim. et phys. (5) **15**. p. 363—394 (1878). H. L. Fizeau, Longueurs d'ondes des rayons calorifiques (1847) ibid p. 394—396 (1878).

2) E. Becquerel, Sur la détermination des longueurs d'ondes des rayons de la partie infrarouge du spectre, au moyen des effets de phosphorescence. C. R. **77**. p. 302—304 (1873).

3) E. Becquerel, Sur l'observation de la partie infrarouge du spectre solaire, au moyen des effets de phosphorescence. C. R. **83**. p. 249—255 (1876); Ann. chim. et phys. (5) **10**. p. 5—13 (1877); J. de Phys. **6**. p. 137—144 (1877). Siehe auch: Sur les phosphorographies du spectre solaire. J. de Phys. (2) **1**. p. 139—140 (1882).

646. Die Versuche von H. Becquerel[1]) bedeuten einen erheblichen Fortschritt, da er ein Reflexionsgitter von Rutherfurd zur Anwendung bringt, daneben zwei Glasgitter von Brunner. Dabei tritt die Schwierigkeit auf dass sich die sichtbaren Theile anderer Ordnungen über das zu messende Spectrum lagern. Becquerel schaltet daher ein dunkelrothes Kupferoxydglas ein. Nachdem die Lage der ultrarothen Linien abgelesen ist, wird das Glas fortgenommen und nun mit Hülfe des sichtbaren Spectrums die Scala geaicht. Becquerel gelangt aber nur bis zur Wellenlänge 1098 $\mu\mu$. Weiter kommt er mit einem Prisma aus Schwefelkohlenstoff, dessen Dispersionscurve er mittelst seiner Linien und der von E. Becquerel bei 1220 $\mu\mu$ gemessenen bestimmt. Sehr wichtig ist, dass Becquerel nun auch Messungen im Ultraroth über Absorptions- und Emissionsspectra ausführt; die Hauptkenntnisse, die wir über Emissionsspectra der Elemente im Ultraroth haben, verdanken wir dieser Arbeit. Später vervollkommnet Becquerel[2]) noch die Messmethode: er lässt das durch das Gitter entworfene Spectrum noch durch ein Prisma aus Schwefelkohlenstoff gehen, bevor es auf den phosphorescirenden Schirm fällt. Die brechende Kante des Prismas steht senkrecht zum Spalt; dadurch werden die verschiedenen Ordnungen getrennt und über einander entworfen, sind gleichzeitig sichtbar, und die höheren Ordnungen dienen als Scala, an welcher die ultrarothen Wellenlängen direct abgelesen werden. So gelangt Becquerel bis zu einer dunklen Bande 1800 bis 1880 $\mu\mu$ des Sonnenspectrums, welche er A^{IV} nennt.

647. Wie man aus diesen Zahlenangaben ersieht, reichen die beiden bisher besprochenen Wirkungen nicht aus, um uns sehr weit ins Ultraroth hinein zu führen; dazu ist vielmehr die Wärmewirkung der Strahlen heran zu ziehen. Es ist aber ohne Weiteres klar, dass für sehr viel längere Wellen das Gitter nicht mehr anwendbar ist, da dann gar zu viele Ordnungen über einander fallen. Wenn wir z. B. die Wellenlänge 60 000 A.E. oder 6 μ einstellen, so haben wir gleichzeitig 3 μ, 1,5 μ, 0,75 μ, welche alle kräftige Wärmewirkung ausüben, zum Theil stärkere, als 6 μ. Das wird noch viel schlimmer, wenn wir zu noch längeren Wellen gehen, weil nicht nur die Zahl der an derselben Stelle liegenden wirksamen Strahlen zunimmt, sondern auch ihre Energie immer mehr der der zu messenden Strahlen überlegen ist.

Es bleibt also nichts anderes übrig, als mit prismatischen Spectren zu arbeiten, welche gleichzeitig noch den, allerdings nicht für die Genauigkeit, aber für die Möglichkeit der Messung wichtigen Vortheil besitzen, dass das

---

1) H. Becquerel, Phosphorographie de la région infra-rouge du spectre solaire. Longueur d'onde des principales raies. C. R. **96**. p. 121—124 (1883); Études des radiations infra-rouges au moyen des phénomènes de phosphorescence. C. R. **96**. p. 1215—1218 (1883); Spectres d'émission infra-rouge des vapeurs métalliques. C. R. **97**. p. 71—74 (1883). Mémoire sur l'étude des radiations infra-rouges au moyen des phénomènes de phosphorescence. Ann. chim. et phys. (5) **30**. p. 5—68 (1883).

2) H. Becquerel, Spectres d'émission infra-rouges des vapeurs métalliques. C. R. **99**. p. 374—376 (1884); Détermination des longueurs d'onde des raies et bandes principales du spectre solaire infra-rouge. C. R. **99**. p. 417—420 (1884).

Spectrum desto weniger dispergirt ist, zu je längeren Wellen wir kommen. Die Wellenlängenmessung läuft somit hinaus auf eine Feststellung der Dispersionscurve der benutzten Prismen; ist diese bekannt, so giebt ja die Ablenkung für jede zu messende Linie ihre Wellenlänge (vergl. § 324). Da die meisten Substanzen lange Wellen stark absorbiren, sind nur wenige Materialien zur Herstellung der Prismen brauchbar: mit Glas kommt man nicht wesentlich weiter, als bis 3 μ, darüber hinaus sind nur Steinsalz, Sylvin und Flussspath zu gebrauchen.

Das für solche Prismen gewonnene Zahlenmaterial ist bereits im dritten Kapitel vollständig gegeben; wir haben hier nur die Methoden zu seiner Gewinnung zu besprechen. Es sind ihrer zwei in Anwendung gebracht worden. Die bei weitem bessere ist von Langley [1]) eingeführt, dann noch von Rubens und hauptsächlich sorgfältig von Paschen benutzt worden. Sie besteht darin, dass man Gitter und Prisma combinirt; das vom Gitter kommende Licht, welches ja noch Strahlen der verschiedenen Ordnungen enthält, deren Wellenlängen sämmtlich bekannt sind, sobald man die eines Strahles kennt, wird durch das Prisma zerlegt, und man kann so für eine Reihe von Strahlen bekannter Wellenlänge die Minimalablenkung messen. Die Methode ist schon früher (§ 591) besprochen, wir können also hier über sie fortgehen.[2])

648. Die zweite Methode beruht auf der Anwendung von Interferenzstreifen, die künstlich im Spectrum hervorgebracht sind. Wie das geschieht, und wie man die Wellenlängen der Maxima und Minima ermitteln kann, ist ebenfalls an anderer Stelle besprochen (siehe § 639). Aber zur Messung kann man verschiedene Methoden anwenden, und es tritt dabei eine eigenthümliche Schwierigkeit auf, die früher übersehen und erst durch Rubens und Paschen klar gelegt worden ist; darauf müssen wir näher eingehen.

Mouton[3]) hat nach Fizeau und Foucault die Interferenzstreifen zuerst wieder benutzt, eine Skizze seines Apparates giebt Fig. 247. 1 ist ein Nicol, welches das einfallende Licht polarisirt, dann folgt in 2 eine Quarzplatte, deren Flächen parallel der Axe sind, deren Axe aber 45° mit dem Hauptschnitt des Polarisators bildet. 3 ist der Analysator, 4 der Spectralspalt, 5 die achromatisirte Linse des Collimators. Es folgt ein Thollon'sches Prismenpaar 6 und 7, hinter dem letzteren das Objectiv des Fernrohrs 8, in dessen Brennpunkt

---

1) S. P. Langley, Experimental determination of wave-lengths in the invisible prismatic spectrum. Memoirs Nat. Amer. Acad. **2**. p. 149—162 (1883); Amer. J. (3) **27**. p. 169—188 (1884); Phil. Mag. (5) **17**. p. 194—214 (1884); Wiedem. Ann. **22**. p. 589—612 (1884).

2) Auch P. Desains und P. Curie (C. R. **90**. p. 1506—1509 (1880) haben eine Steinsalzlinse mit Drahtgitter combinirt; da sie aber nur für bestimmte Wellenlängen die Intensität von Strahlungsquellen messen, nicht Brechungsexponenten, so ist ihre Arbeit hier nicht zu besprechen.

3) L. Mouton, Sur deux applications de la méthode de M. M. Fizeau et Foucault. C. R. **88**. p. 967—970 (1879); Sur la détermination des longueurs d'onde calorifiques. C. R. **88**. p. 1078—1082 (1879), auch J. de Phys. **8**. p. 393—400 (1879). — Spectre calorifique normal du soleil et de la lampe à platine incandescent (Bourbouze). C. R. **89**. p. 295—298 (1879). — Sur la mesure des longueurs d'ondulation des radiations infra-rouges. Ann. chim. et phys. (5) **18**. p. 145—189 (1880).

die lineare Thermosäule 9 angebracht ist, welche sich mit dem Fernrohr über einer Kreistheilung dreht. Bei dieser Drehung gehen nach der Theorie des Prismenpaares die Strahlen stets unter dem Minimum durch das Prismensystem. Es wird auf die Dunkelheitsmaxima der Interferenzbanden eingestellt, dann gestattet die Kenntniss der Ordnungszahl der Bande und der Dicke der Quarzplatte die Wellenlänge und den Brechungsexponenten für die betreffende Stelle zu ermitteln. Mouton kommt so für Quarzprismen bis zur Wellenlänge 2,14 μ.

Carvallo[1]) bestimmt in gleicher Weise die Brechungsexponenten für Kalkspath. Dabei vereinfacht er den Apparat zweckmässig, indem er den Analysator fortlässt; da das Prisma ja doppeltbrechend ist, so dient es gleichzeitig als Analysator. Er benutzt ferner ein einfaches Prisma von 60° brechendem Winkel, welches er unter der Minimumstellung erhält, indem er nach dem Vor-

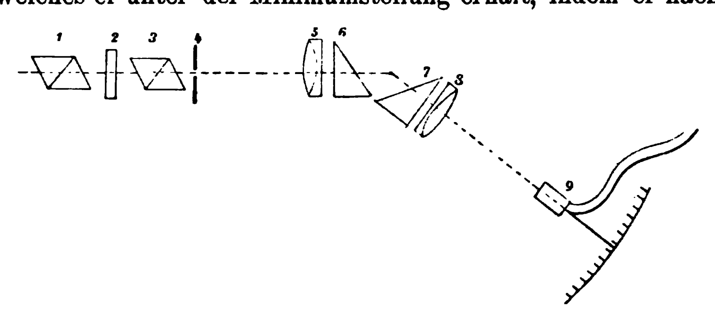


Fig. 247.

gange von Mascart beachtet, dass ein an der Basisfläche des Prismas reflectirter Strahl sich bei jeder Verstellung eben so viel drehen muss, wie das Fernrohr.

649. Bei einer weiteren Arbeit aber führt Carvallo[2]) eine sehr wesentliche Verbesserung der Methode ein. Er macht darauf aufmerksam, dass jede Einstellung auf ein Minimum oder Maximum geringe Genauigkeit gestattet, da in der Nähe eines solchen sich die betreffende Grösse nur langsam ändert, dass man vielmehr die grösste Empfindlichkeit an einer Stelle hat, wo die zu messende Grösse sich am schnellsten ändert. Das ist für die Interferenzbanden grade in der Mitte zwischen einem Maximum und Minimum der Fall. Die Helligkeitsminima treten an Stellen auf, wo die Phasendifferenz gleich einem ungraden Vielfachen von $\frac{1}{2}$ ist, die Maxima, wo sie gleich einem graden Vielfachen von $\frac{1}{2}$ ist, die Stellen grösster Empfindlichkeit, wo sie gleich einem ungraden Vielfachen von $\frac{1}{4}$ ist. Oder nennen wir die Phasendifferenz φ, die

1) E. Carvallo, Influence du terme de dispersion de Briot sur les lois de la double réfraction. Ann. éc. norm. (3) **7**. Supplément (1890).

2) E. Carvallo, Perfectionnements à la méthode de M. Mouton pour l'étude du spectre calorifique. J. de Phys. (3) **2**. p. 27—36 (1893). — Spectre calorifique de la fluorine. C. R. **116**. p. 1189—1191 (1893); C. R. **117**. p. 306—307, 845—847 (1893). — Spectres calorifiques. Ann. chim. et phys. (7) **4**. p. 5—79 (1895).

Intensität des einfallenden Lichtes J, die an einer Stelle des Spectrums i, so ist $i = J \cos^2 \pi \varphi$. Drehen wir nun den Analysator um 90°, so dass er gekreuzt gegen den Polarisator steht, so wird an derselben Stelle die Intensität $i' = J \sin^2 \pi \varphi$. Daraus folgt:

$$\frac{i - i'}{i + i'} = \cos 2\pi \varphi.$$

Dieser Ausdruck wird Null für die empfindlichsten Stellen, wo $\cos 2\pi\varphi = 0$, $\varphi = (2n + 1)\frac{1}{4}$, und daraus ergiebt sich folgende Methode zur Auffindung dieser Stellen: Man stelle das Fernrohr irgendwie ein, messe die Intensität für parallele und gekreuzte Nicols, und wiederhole den Versuch nach Drehungen des Fernrohrs um vielleicht je 2 Minuten. Für jede Einstellung berechnet man den Ausdruck $\frac{i - i'}{i + i'}$ und interpolirt nun graphisch oder durch Rechnung die Drehungswinkel, für welche er 0 ist.

Aber Carvallo hat die Messung noch sehr vereinfacht: Die Quarzplatte und der Analysator werden hinter das Prisma gestellt; der Analysator ist kein Nicol, sondern ein doppeltbrechender Körper, welcher zwei zu einander senkrecht polarisirte getrennte Bilder liefert. Man kann ihn so berechnen, dass die Bilder sich grade berühren, und erhält so zwei von Bandensystemen durchzogene Spectra, welche zu einander complementär sind, genau über einander, dieselben Spectra, welche man vorher an derselben Stelle durch Drehen des Analysators nach einander erhielt. In die Brennebene des Fernrohrs wird jetzt nicht eine einfache lineare Thermosäule gesetzt, sondern eine Differenzialsäule, d. h. eine solche, welche aus zwei identischen Hälften besteht, die mit einander verbunden und so über einander angebracht sind, dass die eine bei Bestrahlung einen Strom in entgegengesetzter Richtung liefert, wie die andere. Bewegen wir sie durch das Spectrum, so wird sie den Ausschlag 0 erzeugen, sobald in beiden Spectren die Intensität die gleiche ist, also $i = i'$, und das ist eben an den gesuchten Punkten der Fall. Carvallo hat in dieser Weise die besten Bestimmungen für die Brechungsexponenten des Flussspaths bis zur Wellenlänge 1,849 μ geliefert. Wegen der Details der Ausführung, bei welcher alle Fehlerquellen, Krümmung der Linien, günstigste Spaltbreite u. s. w. erörtert werden, muss ich auf die Arbeit selbst verweisen.

650. Vor der Einführung dieser verbesserten Methode durch Carvallo hatte Rubens[1]) für eine grössere Zahl fester und flüssiger Körper die Brechungsexponenten im Ultraroth gemessen. Nach der Methode von Becquerel werden durch Reflexion des von einem Zikonbrenner kommenden Lichtes an einer dünnen Luftplatte Interferenzstreifen im Spectrum erzeugt; mit einem Bolometer wird dann die Intensität an gleich weit abstehenden Punkten des Spectrums gemessen und die Intensitätscurve construirt. Dabei ergiebt sich

1) H. Rubens, Ueber die Dispersion ultrarother Strahlen. Wied. Ann. 45: p. 238—261 (1892).

z. B. für ein Silicat-Flintglas die in Fig. 248 reproducirte Curve, in welcher die Winkelablesungen des Fernrohrs als Abscissen, die Intensitäten als Ordinaten eingetragen sind. Es handelt sich nun darum, zu ermitteln, zu welchen Winkeln die Maxima und Minima der Intensität gehören. Rubens macht dabei als erster darauf aufmerksam, dass man nicht einfach die wirklich beobachteten höchsten und tiefsten Stellen der Curve dafür nehmen dürfe, wie es bis dahin immer geschehen war; dies wäre vielmehr nur dann richtig, wenn die Intensität in der emittirenden Lichtquelle überall die gleiche wäre, ihre Intensitätscurve also durch eine zur Abscissenaxe parallele grade Linie dargestellt werden könnte. Da das aber für keine Lichtquelle der Fall ist, sondern deren Intensitätscurven vom äussersten Ultraroth an steigen, ein Maximum erreichen und dann wieder abfallen, erscheinen alle Maxima und Minima der Interferenzbanden verschoben, und zwar in der Weise, dass anfangs die Minima bei zu grossen, die Maxima bei zu kleinen Wellenlängen liegen, dann aber dies Verhältniss sich umkehrt, wenn man die Stelle der maximalen Energie der Lichtquelle nach kürzeren Wellen hin überschritten hat. Zu dem Abfall oder Anwachsen der Banden addirt sich eben immer das Abfallen oder Anwachsen der Curve der Lichtquelle hinzu.

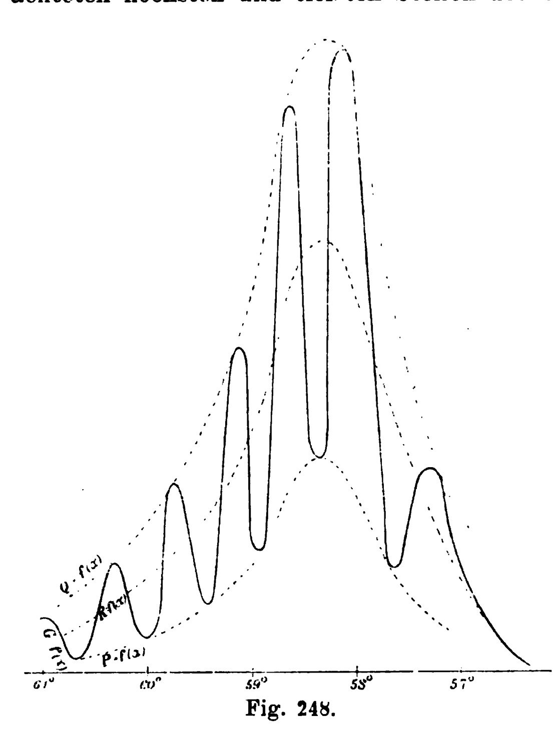


Fig. 248.

Rubens sucht nun diesen Einfluss dadurch zu eliminiren, dass er ausser der gemessenen Intensitätscurve $G = f(\alpha)$ auch die beiden Einhüllenden $P = f(\alpha)$ und $Q = f(\alpha)$ construirt, und endlich auch die Curve $R = f(\alpha)$, welche den Mittelwerth der Ordinaten von P und Q giebt, und somit die Intensität der Lichtquelle darstellt. Er meint nun, die Lage der wirklichen Maxima und Minima an den Stellen zu finden, wo die Curve G dieselbe Richtung hat, wie das senkrecht darüber oder darunter liegende Stück der Curve R.

Rubens erreicht in dieser Abhandlung für Gläser die Wellenlänge 2,5 μ, für Steinsalz 5,7 μ. In einer sich unmittelbar anschliessenden[1]), gemeinsam mit Snow ausgeführten Untersuchung werden nach der gleichen Methode Fluss-

1) H. Rubens und B. W. Snow, Ueber die Brechung der Strahlen von grosser Wellenlänge in Steinsalz, Sylvin und Fluorit. Wied. Ann. **46**. p. 529 - 541 (1892), auch Phil. Mag. (5) **35** p. 35—45 (1893).

spath, Steinsalz und Sylvin behandelt; durch Verfeinerung der Apparate gelingt es jetzt bis 8 μ vorzudringen. Als Orte des Maximums und Minimums werden aber hier die Punkte genommen, wo G die Einhüllenden berührt, und die Verfasser sagen, dass dies genauer sei, als die frühere Berechnungsart von Rubens. Diese Angabe wird in einer späteren Abhandlung[1]) begründet.

651. Gegen die Richtigkeit der in diesen Arbeiten gewonnenen Resultate erhoben sich aber Bedenken durch die Untersuchungen von Paschen[2]) im Ultraroth. Paschen fand, dass die in der Zimmerluft vorhandenen Mengen von Kohlensäure und Wasserdampf genügen, um in dem Spectrum eines festen Körpers ziemlich tiefe Absorptionsstreifen hervorzubringen, und da einzelne derselben in die Nähe der beobachteten Interferenzbanden fallen, so musste die Lage der letzteren dadurch erheblich gefälscht werden.

Ferner kritisirt hier Paschen[3]) die erste Bestimmungsweise von Rubens für die Lage der Maxima und Minima und giebt eine Methode an, um sie richtig zu erhalten: Die Energiecurve des continuirlichen Spectrums sei $s = f(x)$, wo x die Wellenlängen oder Minimalablenkungen im Prisma bedeuten, s die Intensität. $\alpha = F(x)$ bedeutet den Bruchtheil der Intensität 1, der absorbirt wird. Nach der Absorption bleibt als beobachtete Energiecurve

$$S(x) = s - s\alpha = f(x) - f(x)\,F(x), \text{ woraus } F(x) = \frac{f(x) - S(x)}{f(x)}.$$

Differenzirt man nach x, so erhält man als Bedingung für das Verschwinden von $\frac{dF(x)}{dx}$ die Gleichung: $\frac{S'(x)}{S(x)} = \frac{f'(x)}{f(x)}$.

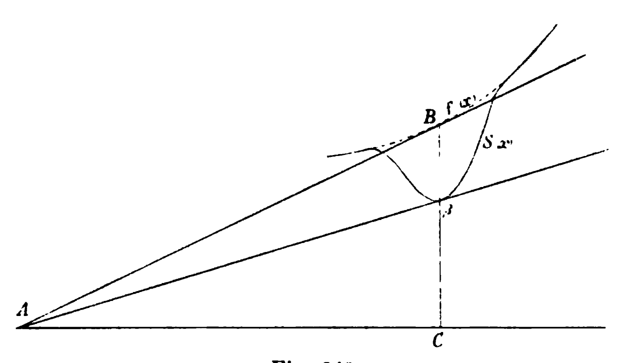


Fig. 249.

Die Construction des fraglichen Punktes nach dieser Bedingung ergiebt sich aus der Fig. 249. Es giebt einen und nur einen Punkt auf der Abscissenaxe, von dem sich an f (x) und S (x) je eine Tangente legen lässt, derart, dass

1) H. Rubens, Zur Dispersion der ultrarothen Strahlen im Fluorit. Wied. Ann. **51**. p. 381—395 (1894), siehe p. 393—395.

2) F. Paschen, Ueber die Emission der Gase. Wied. Ann. **51**. p. 1–39 (1894). Siehe p. 4 und 14.

3) F. Paschen, ibid. p. 7—8.

die Berührungspunkte B und β dieser Tangenten auf einer und derselben Ordinate liegen. A sei dieser Punkt; dann ist:

$$\frac{d\,S(x)}{d\,x} = \frac{\beta\,C}{A\,C}, \quad \frac{d\,f(x)}{d\,x} = \frac{B\,C}{A\,C}, \quad \beta\,C = S(x), \quad B\,C = f(x);$$

$$\frac{d\,S(x)}{d\,x} : S(x) = \frac{1}{A\,C} = \frac{d\,f(x)}{d\,x} : f(x).$$

Es ist also β der Punkt maximaler Absorption; man erhält ihn, indem man an das fragliche Stück der Energiecurve eine Tangente zieht, oder wenn es an der betreffenden Stelle genügend gradlinig erscheint, indem man es einfach verlängert, bis es die Abscissenaxe schneidet. Von dem Schnittpunkt A zieht man dann eine Tangente an die Absorptionscurve und erhält im Berührungspunkt den gesuchten Punkt β. Diese Betrachtungen, welche sich zunächst auf die Ermittlung der Stellen maximaler Absorption in einem Absorptionsspectrum beziehen, gelten ganz ebenso für ein Spectrum mit Interferenzbanden.

Auch die Methode von Rubens und Snow verwirft Paschen[1]); sie sei zwar theoretisch richtig, practisch aber bei der Construction der Einhüllenden zu sehr der Willkür ausgesetzt.

652. Nachdem sich somit herausgestellt hat, dass die Benutzung von Interferenzstreifen, ausser bei der Anwendung der Differenzialmethode von Carvallo, überhaupt nicht die erforderliche Genauigkeit giebt, wendet sich Rubens[2]) zu einer Methode, welche im Wesentlichen mit der von Langley identisch ist, nämlich auf gleichzeitiger Dispersion durch Gitter und Prisma beruht. Aber Rubens hat nur selbstgemachte Drahtgitter zur Verfügung, welche offenbar recht grosse Fehler zeigen. Uebrigens kommt hier Rubens für Fluorit und Steinsalz bis 8.95 μ.

Gleichzeitig hat Paschen[3]) Messungen für Fluorit angestellt, und seine Resultate sind das beste, was wir auf diesem Gebiete besitzen. Er kann eins der Rowland'schen Gitter benutzen, welche seinerzeit für Langley hergestellt waren. Aber er verwendet es nicht wie Langley in der Rowlandschen Normalstellung, sondern verkleinert die Dispersion durch Hohlspiegel so weit, bis sie nur noch das zwei- bis dreifache der Dispersion des Prismas beträgt. Grössere Dispersion würde keine grössere Genauigkeit geben, wohl aber lichtschwächere Spectra. Als Strahlungsquelle nimmt Paschen Eisenoxyd, welches auf ein Platinblech aufgetragen und durch den Strom von Accumulatoren zum Glühen erhitzt wird. Die Energie dieser Quelle ist für lange Wellen viel grösser, als die des Zirconbrenners.

So gelangt Paschen bis 9.43 μ, und seine Zahlen zeigen, — im Gegensatz

---

1) F. Paschen, Ueber die Dispersion des Fluorits im Ultraroth. Wied. Ann. **53**. p. 301—336 (1894), siehe p. 306.

2) H. Rubens, Zur Dispersion der ultrarothen Strahlen im Fluorit. Wied. Ann. **51**. p. 381—395 (1894). — Prüfung der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel. Wied. Ann. **53**. p. 267—286 (1894).

3) F. Paschen, Ueber die Dispersion des Fluorits im Ultraroth. Wied. Ann. **53**. p. 301—336 (1894).

zu den Resultaten von Rubens[1]), dass man die Dispersion nicht durch die Briot'sche Formel darstellen kann, sondern nur durch die Ketteler-Helmholtz'sche, welche ein Glied mit λ^4 enthält[2])

653. Die Untersuchungen über die Dispersionsformeln und die Bedeutung ihrer Constanten haben uns in den letzten Jahren noch ein gewaltiges Stück weiter zu langen Wellen geführt. Die Dispersion beruht ja nur auf der Existenz von Gebieten im Spectrum, wo starke Absorption vorhanden ist, und diese Gebiete liegen für die gut durchsichtigen Körper im Ultraroth und Ultraviolett. Man kann ihre ungefähre Wellenlänge aus den Constanten der Dispersionsformel entnehmen. Nun war aus den älteren Untersuchungen, namentlich von Kundt, bekannt, dass die Körper, welche für einzelne Theile des Spectrums sehr starke Absorption, metallische Absorption, besitzen, für dieselben Theile auch metallisches Reflexionsvermögen haben. Es war daher zu versuchen, ob nicht bei den für ultraroth benutzten Prismensubstanzen für noch grössere Wellen ein besonders starkes Reflexionsvermögen vorhanden sei, da man sich bei ihnen allen den Wellenlängen genähert hatte, die so stark absorbirt werden, dass eben die Benutzung der Prismen für noch grössere Wellen ausgeschlossen erschien. In dem Falle konnte man durch wiederholte Reflexion der Strahlen die betreffenden langwelligen von den übrigen isoliren.

Der erste, welcher auf solche Verhältnisse stiess, war Nichols[3]), welcher das Reflexionsvermögen des Quarzes für verschiedene Wellenlängen maass, und dabei fand, dass während z. B. bei einem Incidenzwinkel von 5^0 zwischen 4,5 μ bis 7.4 μ die Reflexion fällt von 3,4% bis 0,29%, sie dann sehr stark steigt und z. B. bei 8,4 μ 75% beträgt. Es zeigte sich somit, dass hier wirklich in Bezug auf sein optisches Verhalten der Quarz sich wie ein metallischer Körper erweist.

Es war ein wesentliches Verdienst von Rubens, dass er sofort die Möglichkeit erkannte und benutzte, sehr langwelliges Licht auszuscheiden; wenn das Reflexionsvermögen für das betreffende Gebiet auch nur 26 Mal so stark ist, wie für andere Wellenlängen, so wird bei fünfmaliger Reflexion das betreffende Licht relativ mehr als drei Millionen mal stärker sein, als alles übrige, d. h. man wird es allein wahrnehmen. Das wird nun von Rubens in mehreren Arbeiten, die mit Nichols, Trowbridge, Aschkinass[4]) aus-

---

1) Ausser der zweiten unter 2) vor. Seite gegebenen Abhandlung siehe auch: H. Rubens, die Ketteler-Helmholtz'sche Dispersionsformel. Wied. Ann. **54**. p. 476—485 (1895).

2) F. Paschen, Die Dispersion des Fluorits, und die Ketteler'sche Theorie der Dispersion. Wied. Ann. **53**. p. 812—822 (1894).

3) E. F. Nichols, Das Verhalten des Quarzes gegen langwellige Strahlung, untersucht nach der radiometrischen Methode. Berl. Ber. 1896, p. 1183—1196; Wied. Ann. **60**. p. 401—417 (1897).

4) H. Rubens und E. F. Nichols, Versuche mit Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge. Berl. Ber. 1896, p. 1393—1400; Wied. Ann. **60**. p. 418—462 (1897). — H. Rubens und A. Trowbridge, Beitrag zur Kenntniss der Dispersion und Absorption der ultrarothen Strahlen im Steinsalz und Sylvin. Wied. Ann. **60**. p. 724—739 (1897). H. Rubens und E. Aschkinass, Die Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin. Wied. Ann. **65**. p. 241—256 (1898). Siehe auch Wied. Ann. **64**. p. 584—601 und 602—605 (1898).

geführt wurden, benutzt: An Platten aus Quarz und Flussspath, später auch aus Steinsalz und Sylvin wird das Licht mehrfach reflectirt und fällt dann auf ein Drahtgitter. In dessen Spectrum findet man wirklich nur an einzelnen wenigen Stellen eine Wirkung, und diese ergeben die Wellenlänge der vorwiegend reflectirten Strahlen, der Reststrahlen, wie sie Rubens nennt. So findet sich die Wellenlänge der Reststrahlen für Quarz zu 8,5 μ, 9,02 μ und 20,75 μ; für Flussspath zu 24,4 μ; Steinsalz zu 52,2 μ; für Sylvin endlich zu 61,1 μ.

0,06 mm ist somit die grösste Wellenlänge, welche bisher für Lichtwellen hergestellt und gemessen worden ist, und es scheint, als ob wir vorläufig damit an die erreichbare Grenze nahe herangekommen wären. Alle unsere Körper strahlen selbst bei der höchsten erreichbaren Temperatur so wenig Licht von diesen Wellenlängen aus, dass die zur Wahrnehmung gebrauchten Instrumente schon den äussersten Grad der Empfindlichkeit haben müssen, um es nachzuweisen.

654. Bei der Beobachtung von Spectren handelt es sich im Allgemeinen um Ermittelung der Lage der Spectrallinien, d. h. ihrer Wellenlänge. Ein anderes wichtiges Characteristicum derselben, ihre Intensität, sind wir leider für gewöhnlich nicht in der Lage, genauer zu messen. Nur in dem Fall, wo wir die Wärmewirkung der Strahlen beobachten, bekommen wir in der Grösse des Ausschlags des mit der Thermosäule oder dem Bolometer verbundenen Galvanometers gleichzeitig eine Intensitätsmessung und können so z. B. die Intensitätsvertheilung im Sonnenspectrum durch eine Curve darstellen. Eine derartige Curve hat eine ganz andere Bedeutung, als etwa eine mit dem Auge ermittelte Curve für die optische Intensität; diese ist nur für das Auge characteristisch, gar nicht für die Sonne, und wir können nur das eine aussagen, dass die Curve da Null sein muss, wo die Energie der Lichtquelle Null ist. Wenn wir dagegen annehmen, dass unsere wärmeempfindlichen Instrumente die Strahlung vollkommen absorbiren, — was ja abgesehen von den allerlängsten Wellen genügend der Fall ist, — so wird wirklich die gesammte in der Strahlung vorhandene Energie gemessen, und die Curve hängt nur von der Lichtquelle, gar nicht von dem Instrumente ab.

Wir haben im Vorigen besprochen, dass man für längere Wellen, als etwa 1 μ, ausschliesslich auf prismatische Spectra angewiesen ist. Wenn man aber in solchen Intensitätsmessungen ausführt, so zeigt sich sehr bald, dass die Resultate sehr variabel sind je nach dem Prisma, welches man benutzt. Im ersten Kapitel sind die vielen vergeblichen Versuche besprochen, durch welche man in der ersten Hälfte des vorigen Jahrhunderts suchte die Lage des Wärmemaximums im Sonnenspectrum festzustellen; dort ist auch angegeben, dass zuerst Melloni wenigstens einen Grund für diese Unterschiede auffand, die verschiedenartige Absorption der Prismen. Aber der Hauptgrund ist ein anderer, es ist die verschiedene Dispersion der Prismen.

Wir werden unter Energie im Sonnenspectrum an irgend einer Stelle

die Wärmemenge verstehen müssen, die zwischen zwei bestimmten Grenzen, etwa λ und λ', zu beiden Seiten der betreffenden Stelle vorhanden ist. Wie weit diese Grenzen von einander abstehen, das hängt von der Breite des empfindenden Instrumentes, also etwa des Bolometerstreifs ab. Denken wir uns den Streifen durch ein Normalspectrum verschoben, so werden an jeder Stelle die gleiche Zahl von Ångström'schen Einheiten auf den Streifen fallen, und die so aufgenommene Curve wird uns wirklich die Intensitätsvertheilung im Spectrum wiederspiegeln. Im prismatischen Spectrum aber ändert sich die Dispersion von Stelle zu Stelle, nimmt nach längeren Wellen stark ab, so dass auf den Streifen von constanter Breite ganz verschieden viel Ångström'sche Einheiten fallen, und somit die Curve kein richtiges Bild von der Intensitätsvertheilung geben kann. Da die Dispersionsformel von Substanz zu Substanz sich ändert, so müssen auch die mit verschiedenen Prismen erhaltenen Curven verschieden sein.

655. Der erste, welchem dies klar geworden ist, scheint J. Müller[1]) zu sein, und er versucht ein mit ganz ungenügenden Mitteln erhaltenes prismatisches Energiespectrum der Sonne in ein normales umzuwandeln. Dann macht viel später wieder Draper[2]) auf diesen Punkt aufmerksam, zieht aber sonst recht falsche Schlüsse; Lundquist[3]) und Conroy[4]) rechnen verschiedene ältere prismatische Curven auf das Normalspectrum um, ebenso Aymonnet[5]). Trotzdem ist bis in die neueste Zeit diese Prismenwirkung oft übersehen worden[6]), und es sind dadurch sehr fehlerhafte Schlüsse gezogen worden.

Für die Umrechnung ist die Methode namentlich von Mouton und von Langley besprochen, denen wir hier folgen wollen. Mouton[7]) sagt Folgendes: Ist in einem normalen Spectrum Δq die Wärmemenge zwischen λ und $\lambda + \Delta\lambda$, so ist $\frac{\Delta q}{\Delta \lambda}$ die mittlere Intensität an dieser Stelle, und ist $\Delta\lambda$ unendlich klein, so ist $i = \frac{dq}{d\lambda}$ die Intensität für die Wellenlänge λ. Haben wir ein prismatisches Spectrum, befindet sich die Thermosäule im Abstand δ von irgend einem festen Punkte, und beobachten wir die Wärmemenge dq zwischen δ und

1) J. Müller, Wellenlänge und Brechungsexponent der äussersten dunkeln Wärmestrahlen des Sonnenspectrums. Pogg. Ann. **105.** p. 337—359 und 543—547 (1858).

2) J. W. Draper, On the distribution of heat in the spectrum. Americ. J. (3) **4.** p. 161—175 (1872), auch Phil. Mag. (4) **44.** p. 104—117 (1872).

3) G. Lundquist, Om värmefördelningen i normalspectrum. Oefvers. Vet. Akad. Handl. **31.** Nr. 10, p. 19—27 (1874), auch Pogg. Ann. **155.** p. 146—155 (1875).

4) J. Conroy, The distribution of heat in the visible spectrum. Phil. Mag. (5) **8.** p. 203—209 (1879).

5) Aymonnet, Sur le déplacement spectral du maximum calorifique solaire. C. R. **121** p. 1139—1141 (1895).

6) Siehe z. B. die Bemerkungen von F. Paschen in: Ueber Gesetzmässigkeiten in den Spectren fester Körper und eine neue Bestimmung der Sonnentemperatur. Götting. Nachr. 1895, Heft 3.

7) L. Mouton, Spectre calorifique normal du soleil et de la lampe à platine incandescent (Bourbouze). C. R. **89.** p. 295—298 (1879).

$\delta + d\delta$, so haben wir damit die Intensität des prismatischen Spectrums $\frac{dq}{d\delta}$, welcher der Ausschlag des Galvanometers proportional ist. Nennen wir ihn D, so ist $D = \frac{dq}{d\delta} = \frac{dq}{d\lambda}\frac{d\lambda}{d\delta} = i\frac{d\lambda}{d\delta}$, also das gesuchte $i = D\frac{d\delta}{d\lambda}$.

Wenn man daher die Dispersionsformel des betreffenden Prismas kennt, kann man $\frac{d\delta}{d\lambda}$ berechnen und somit das prismatische in ein normales Spectrum umformen, indem man für jede Stelle die gemessene Energie mit $\frac{d\delta}{d\lambda}$ multiplicirt.

Dasselbe Verfahren in graphischer Form wendet Langley[1]) an. Sei in Fig. 250 CD das prismatische Spectrum, in welchem als Ordinaten die Inten-

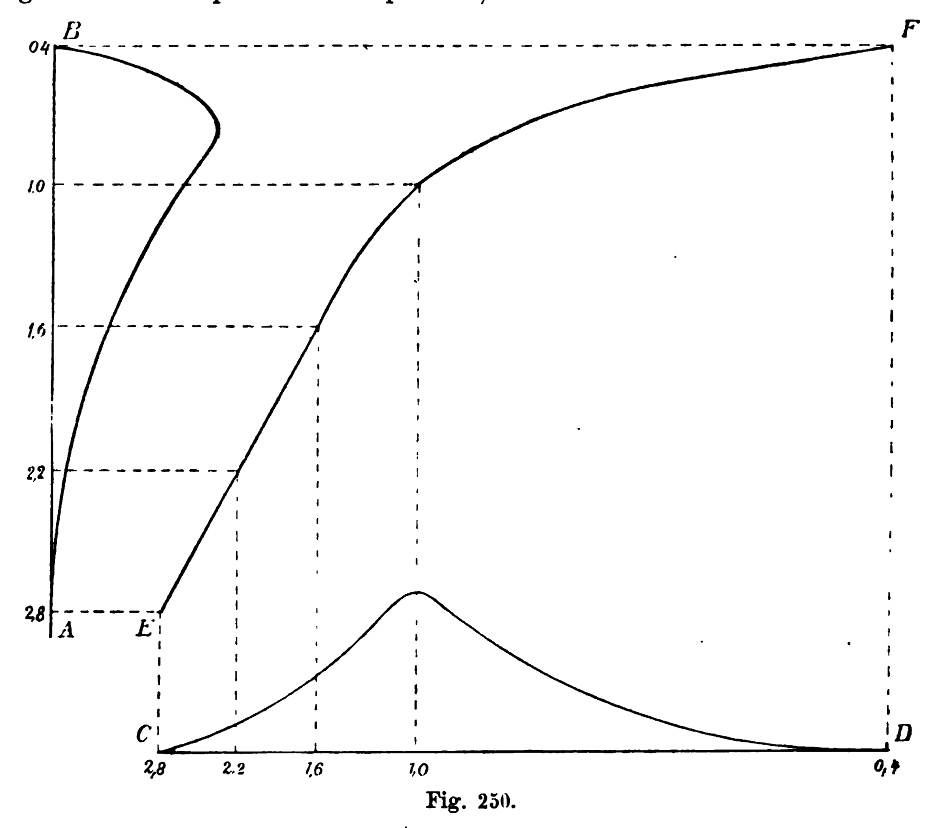


Fig. 250.

sitäten, als Abscissen die Ablenkungen oder Brechungsexponenten genommen seien. Wir bezeichnen auf der X-Axe die Lage einiger Wellenlängen, in der Figur z. B. solche im Abstand von je $0{,}6\ \mu$, und ziehen Ordinaten. Senkrecht zur X-Axe ziehen wir die Linie AB als Basis des normalen Spectrums, tragen

1) S. P. Langley, Memoir on the experimental determination of wave-lengths in the invisible prismatic spectrum. Mem. Nat. Americ. Acad. **2**. p. 149–162 (1883), auch Americ. J. (3) **27**. p. 169–188 (1884); Phil. Mag. (5) **17**. p. 194–214 (1884).

dieselben Wellenlängen in gleichen Abständen auf, und ziehen durch diese Punkte wieder Lothe, z. B. AE und BF. Durch die Punkte, wo die Lothe auf CD und die auf AB sich schneiden, legen wir eine Curve, es ist die Dispersionscurve des Prismas.

Sei ferner a in Fig. 251 ein sehr kleines Stück des prismatischen Spectrums und c dasselbe Stück im normalen Spectrum, b und d die respectiven Höhen der Energiecurven. Dann soll die Energie in den beiden schraffirten Theilen gleich sein, also $ab = cd$ oder $d = b\frac{a}{c}$. Bildet die Tangente an der betreffenden Stelle der Dispersionscurve ef mit der Basis des normalen Spectrums den Winkel φ, so ist, wie die Figur zeigt: $\frac{a}{c} = \mathrm{tg}\,\varphi$, also $d = b\,\mathrm{tg}\,\varphi$.

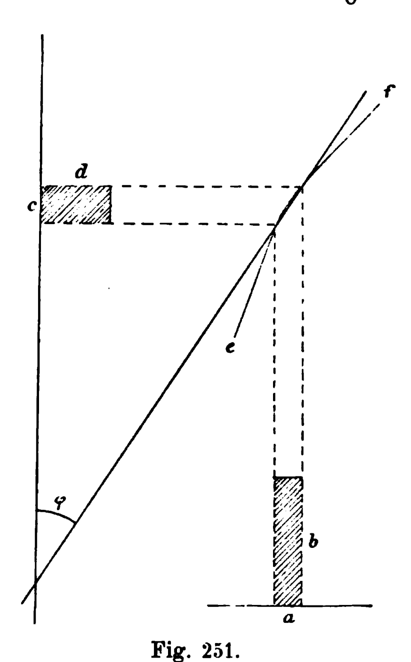


Fig. 251.

Wir haben also die Ordinaten, die gemessenen Intensitäten, des prismatischen Spectrums nur zu multipliciren mit den entsprechenden Tangenten, um die Ordinaten des normalen Spectrums zu erhalten. $\mathrm{tg}\varphi$ ist natürlich nichts anderes, als $\frac{d\delta}{d\lambda}$ in Mouton's Ausdruck, wenn man die Ablenkungen δ als Abscissen des prismatischen Spectrums nimmt; nimmt man statt dessen die Brechungsexponenten n, so ist der Factor $\frac{dn}{d\lambda}$.

Paschen[1]) macht auf noch eine kleine Correctur aufmerksam, die bei

1) F. Paschen, Ueber Gesetzmässigkeiten in den Spectren fester Körper. Wied. Ann. 58. p. 455—492 (1896). Siehe p. 461.

einer genauen Umrechnung anzubringen ist: da man bei den Messungen das Prisma stets unter dem Minimum der Ablenkung benutzt, werden für die verschiedenen Theile des Spectrums die Einfallswinkel verschieden, und somit tritt für sie ein verschieden grosser Verlust durch Reflexion an der Prismenfläche ein. Dieser Umstand lässt sich durch die bekannten Ausdrücke von Fresnel leicht in Rechnung ziehen.

AUTOREN-REGISTER.

SACHREGISTER.

Druck von J. B. Hirschfeld, Leipzig.



